

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**  
**DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y**  
**NUCLEAR**



**TESIS DOCTORAL**

**Evaluación e impacto del fondo en la medida del ángulo de  
mezcla  $\theta_{13}$  en el experimento Double Chooz**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

**José Mariano López Castaño**

DIRECTORA

**Carmen Palomares Espiga**

Madrid, 2018



U N I V E R S I D A D  
**COMPLUTENSE**  
M A D R I D

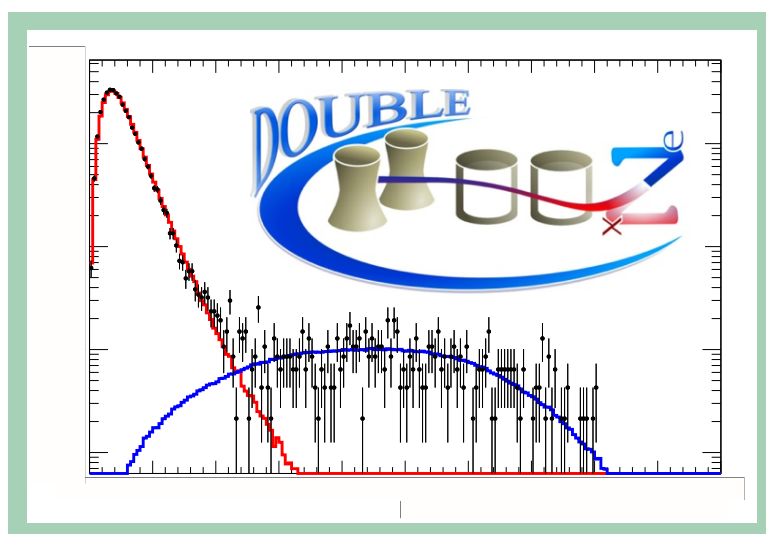
**Doctorado en Física**

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Facultad de Ciencias Físicas

Autor: **José Mariano López Castaño**

# Evaluación e impacto del fondo en la medida del ángulo de mezcla $\theta_{13}$ en el experimento Double Chooz



Directora de tesis: **Carmen Palomares Espiga**

Centro de Investigaciones Energéticas, MedioAmbientales y Tecnológicas



En Madrid, junio de 2017



*Dedicado a  
mi familia, mis amigos,  
mi Betis y al “grupo de  
neutrinos” del CIEMAT.*





# AGRADECIMIENTOS (ACKNOWLEDGEMENTS)

En la mayor parte de las tesis se incluyen secciones de agradecimiento a todos aquellos que han ayudado a su elaboración, ya sea mediante tareas específicas necesarias para su finalización o simplemente como apoyo o inspiración. Pese a no formar parte del trabajo científico en sí, esta sección tiene una importancia mayor de la que pueda parecer, porque es en la que realmente se reconoce a la totalidad de “autores” de la misma por parte de la persona que realmente va a “acaparar” el mérito. Por tanto, aunque expresar agradecimiento se encuentra entre las muchas cualidades que no poseo de forma natural, creo que debo realizar un esfuerzo para que estos agradecimientos no sean un mero trámite.

En primer lugar, deseo centrarme en las personas que directamente han contribuido al trabajo específico de la tesis que son tanto el grupo de neutrinos del CIEMAT, como el resto de grupos que forman el experimento Double Chooz. La extensión requerida para nombrarlos con el respeto apropiado sería excesiva, por lo que deseo mostrarles mi agradecimiento de forma conjunta. Sin embargo, dentro de estos grupos hay personas que merecen una mención especial, por lo que voy a mostrarles mis agradecimientos de forma particular a continuación. La primera persona a la que quiero nombrar es Carmen Palomares, mi directora de tesis, que ha supervisado el trabajo realizado con extremo detalle y ha sido paciente en todos los momentos en los que lo he necesitado. Tampoco puedo olvidarme de Inés Gil, la investigadora principal del grupo de neutrinos, que a pesar de que sus aportaciones en la parte científica son innegables, creo que lo más destacable es el esfuerzo que realiza para intentar que el grupo sea como una familia. Durante la mayoría del tiempo que estuve en el grupo, compartí despacho con otro de los estudiantes de doctorado de Double Chooz, del que aprendí gran parte de lo que se sabe sobre eficiencias y que hizo más fácil todo este arduo proceso, así que José Ignacio Crespo también merece un lugar importante en estos agradecimientos. Otra de las personas del grupo con las que he trabajado más estrechamente, aunque ahora trabaje en su Valencia, es Pau Novella quien, además de un ejemplo como investigador, ha comportado tanto conmigo como José parte de sus amplios conocimientos en programación, un campo que ahora me doy cuenta que era muy desconocido para mí al empezar la tesis. Además, para terminar los agradecimientos al grupo de neutrinos no puedo olvidarme de Roberto Santorelli, que me ha dado muchos valiosos consejos durante la tesis, ni de Antonio Verdugo, Sergio Jiménez y Enrique Calvo. Por último, aunque

el tiempo que he compartido con ellas ha sido menor tampoco quiero olvidarme de Diana, que ha hecho más agradable la última parte de la tesis, ni de Chiara.

For the rest of the Double Chooz collaborators, I think I have to express my gratitude in english. I was working in Paris and in Sendai several months, as consequence, I want to thanks especially to the people who did it possible and the people who I worked there, the Dr. Jaime Dawson, the Dr. Hervé De Kerret, the Dr. Didier Kryn and Dr. Yosuke Abe in Paris and the Dr. Fumihiko Suekane, the Dr. Hisataka Furuta, the Dr. Thiago J. C. Bezerra and the Dr. Emmanuel Chauveau in Sendai. Besides, during the thesis I worked many times with the the Dr. Ilja Bekman, the Dr. Michael Wurm, the Dr. Rachel Carr, the Dr. Emily Conover, the Dr. Adrien hourlier, the Dr. Makoto Kitazawa, the Dr. Guillaume Pronost, the Dr. Romain Roncin, the Dr. Ralitsa Sharankova and the Dr. Lee F. Stokes. Additionally, I want to thanks also to the shifter and experts and the Double Chooz coordinators, Dr. Christian Buck, Dr. Masaki Ishitsuka and the Dr. Anatael Cabrera (besides of the previously mentioned Dr. Inés Gil). Finally, in my first international talk, the Dr. Julia Haser, the Dr. Antoine Collin and Helena Almazan were an important support.

Una vez acabados los agradecimientos a las personas que han tenido una influencia directa, también quiero mostrar mi agradecimiento a las personas cuya influencia en el contenido no ha sido tan directa, pero también ha sido de gran importancia. Empezando por el resto de los componentes del departamento de investigación básica del CIEMAT y, en especial, los becarios. En este punto quiero nombrar expresamente a Manu (Manu grande), quien ha puesto un empeño continuo en hacer más dulce la vida con los pasteles que él mismo hacía. También quiero agradecer a Antonio y Carlos, grandes organizadores de actividades deportivas; a Aurelio principal causa de que el equipo de futbol se llamase “Los Melvilles” y a Adri, compañero de despacho cuyo lugar fue ocupado posteriormente por Mar, ambos están adorablemente locos. También merecen reconocimiento Manu (Manueliño), cuyo piso se convirtió en centro de reunión al mismo tiempo que poco a poco lo voy convirtiendo en bético, Javi, MA, Edu, Barbara (que junto a Diana) y, ocasionalmente Irene, conseguían hacer unas divertidas tardes de juegos. Por último, tampoco quiero olvidarme de nombrar al resto de becarios: Rafa, todo un ejemplo de “frikismo”, Jorge, quien no tenía parangón con las estadísticas, María, Carmen, Cristina, el gran Nacho, Isa, Bruno, Miguel, Jaime y los nuevos.

Para finalizar quiero acordarme de los compañeros con los que he compartido bienales, el Taller de Alta Energía, el Winter Meeting, la ICHEP, ... ; los chicos del Instituto de Física Corpuscular, la Universidad de Barcelona, la Universidad de Santiago de Compostela, la Universidad de Granada, la Universidad Complutense de Madrid y la Universidad Autónoma de Madrid.

# Índice general

Agradecimientos (acknowledgements)	III
Lista de figuras	IX
Lista de tablas	XIII
Abstract	XVII
Resumen	XXI
INTRODUCCIÓN	1
<b>1. OSCILACIONES DE NEUTRINOS</b>	<b>5</b>
1.1. El neutrino en el Modelo Estándar . . . . .	5
1.2. Oscilación de neutrinos . . . . .	7
1.2.1. Matriz PMNS de mezcla de neutrinos . . . . .	8
1.2.2. Probabilidades de oscilación . . . . .	8
1.3. Medidas de los parámetros de la oscilación . . . . .	11
1.3.1. $\Delta m_{12}^2$ y $\theta_{12}$ . . . . .	12
1.3.2. $\Delta m_{23}^2$ y $\theta_{23}$ . . . . .	18
1.3.3. $\theta_{13}$ . . . . .	23
1.3.4. Cuestiones abiertas . . . . .	30
<b>2. EXPERIMENTO DOUBLE CHOOZ</b>	<b>31</b>
2.1. Double Chooz . . . . .	31
2.2. Flujo de antineutrinos . . . . .	32
2.2.1. Predicción del flujo emitido por los reactores . . . . .	33
2.2.2. Propagación de los antineutrinos . . . . .	36
2.3. Interacción: desintegración $\beta$ -inversa . . . . .	36
2.3.1. Signatura . . . . .	37
2.3.2. Sección eficaz de la reacción IBD . . . . .	39
2.3.3. Fuentes de fondo . . . . .	41
2.4. Detector . . . . .	42
2.4.1. Blanco . . . . .	43
2.4.2. $\gamma$ -catcher . . . . .	44
2.4.3. Buffer . . . . .	44

2.4.4.	Veto interno . . . . .	45
2.4.5.	Veto externo . . . . .	46
2.4.6.	Sistemas de calibración . . . . .	46
2.4.7.	Radiopureza . . . . .	48
2.4.8.	Simulación del detector . . . . .	50
2.5.	Procesado de la señal recogida en el detector . . . . .	50
2.5.1.	Cadena Electrónica . . . . .	51
2.5.2.	Algoritmos de reconstrucción . . . . .	53
<b>3.</b>	<b>SELECCIÓN DE ANTINEUTRINOS</b>	<b>59</b>
3.1.	Introducción . . . . .	59
3.2.	Fondos esperados en las muestras de antineutrinos . . . . .	60
3.2.1.	<i>Light-Noise</i> (LN) . . . . .	61
3.3.	Preselección . . . . .	62
3.3.1.	Energía umbral: Eficiencia del sistema de disparo . . . . .	62
3.3.2.	Veto del muón . . . . .	63
3.3.3.	Cortes de <i>Light-Noise</i> . . . . .	64
3.3.4.	Muestra de señales preseleccionadas . . . . .	66
3.4.	Identificación de los antineutrinos . . . . .	67
3.4.1.	Energía del positrón . . . . .	68
3.4.2.	Energía de la captura del neutrón . . . . .	68
3.4.3.	Coincidencia temporal . . . . .	69
3.4.4.	Cortes de multiplicidad: Aislamiento . . . . .	69
3.4.5.	Corte espacial . . . . .	70
3.4.6.	Red neuronal artificial (ANN) para la selección de antineutrinos en el canal de hidrógeno . . . . .	70
3.5.	Cortes para la reducción de fondos correlacionados . . . . .	72
3.5.1.	Coincidencia con la señal del OV . . . . .	72
3.5.2.	Coincidencia con la señal del IV . . . . .	72
3.5.3.	Corte de la bondad de la reconstrucción espacial . . . . .	74
3.5.4.	Forma del pulso . . . . .	74
3.5.5.	Correlación de los isótopos cosmogénicos con un muón . . . . .	76
3.6.	Muestra de sucesos seleccionados . . . . .	78
3.7.	Eficiencia de la selección . . . . .	80
3.7.1.	Eficiencia del sistema de disparo . . . . .	82
3.7.2.	Eficiencia de los vetos . . . . .	82
3.7.3.	Eficiencia del neutrón . . . . .	84
3.8.	Incertidumbre en los antineutrinos esperados . . . . .	89
<b>4.</b>	<b>FONDO ACCIDENTAL</b>	<b>91</b>
4.1.	Selección de una muestra pura de fondo accidental mediante el método del tiempo desplazado . . . . .	91
4.1.1.	Método del tiempo desplazado: descripción . . . . .	92
4.2.	Resultados . . . . .	96
4.3.	Factores de corrección . . . . .	100

4.3.1.	Corrección debida a la longitud finita del <i>run</i>	101
4.3.2.	Corrección debida al veto del muón	104
4.3.3.	Corrección debida al corte de multiplicidad	105
4.3.4.	Corrección debida a la correlación de los isótopos cosmogénicos	110
4.3.5.	Valor final del factor de corrección	112
4.3.6.	Resultados finales	113
4.4.	Método de intercambio	114
4.5.	Correlación de los errores en el análisis	116
<b>5.</b>	<b>COMPOSICIÓN DE LA CONTAMINACIÓN ACCIDENTAL</b>	<b>119</b>
5.1.	Espectro de las señales de fondo	119
5.2.	Origen de las señales observadas en las diferentes regiones del detector	120
5.2.1.	Blanco	122
5.2.2.	$\gamma$ -catcher (GC)	122
5.2.3.	Parte superior e inferior del eje del detector	123
5.2.4.	<i>Light-noise</i> remanente	124
5.3.	Espectro de la señal retardada del canal de gadolinio (alta energía) del fondo accidental	124
5.3.1.	Muestras de datos utilizadas	126
5.3.2.	Predicción del espectro de los procesos físicos esperados	126
5.3.3.	Ajuste mediante una función de máxima verosimilitud	128
5.3.4.	Limitaciones del estudio	130
5.3.5.	Resultados del ajuste	130
5.3.6.	Errores	134
5.3.7.	Conclusiones de la medida de la composición de la señal retardada del fondo accidental	138
<b>6.</b>	<b>FONDOS CORRELACIONADOS</b>	<b>141</b>
6.1.	Isótopos cosmogénicos $\beta$ -n	141
6.1.1.	Estimación de la frecuencia de isótopos cosmogénicos $\beta$ -n	141
6.1.2.	Estimación del espectro	145
6.2.	Neutrones rápidos y <i>stopping muons</i>	145
6.3.	Otros fondos	147
6.3.1.	Light-Noise correlacionado	147
6.3.2.	Correlación entre isótopos cosmogénicos $\beta$	148
6.4.	Resumen de la estimación de los fondos	151
6.5.	Medida directa de los fondos	152
<b>7.</b>	<b>MEDIDA DE <math>\theta_{13}</math></b>	<b>155</b>
7.1.	Número de sucesos seleccionados	155
7.2.	Modulación de la frecuencia de antineutrinos con la potencia del reactor	156
7.2.1.	Ajuste	158
7.2.2.	Resultados	159

7.2.3. Resultados combinados . . . . .	160
7.3. Ajuste del espectro energético del positrón . . . . .	161
7.3.1. Resultados . . . . .	166
7.4. Discusión de resultados . . . . .	169
7.4.1. Medida de $\theta_{13}$ . . . . .	169
7.4.2. Distorsión del espectro . . . . .	170
7.4.3. Influencia del fondo en la medida de $\theta_{13}$ . . . . .	171
<b>8. DOS DETECTORES</b>	<b>173</b>
8.1. Análisis con dos detectores . . . . .	173
8.2. Selección de la muestra de antineutrinos . . . . .	175
8.2.1. Cortes de selección . . . . .	176
8.2.2. Resultados de la selección . . . . .	178
8.3. Medida de $\theta_{13}$ . . . . .	179
<b>9. CONCLUSIONES</b>	<b>183</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>187</b>

# Índice de figuras

1.1. Partículas del Modelo Estándar . . . . .	7
1.2. Composición de los autoestados de sabor y de masa de los neutrinos . . . . .	9
1.3. Espectro de los neutrinos solares . . . . .	13
1.4. Flujo de los distintos tipos de neutrinos en el experimento SNO . . . . .	15
1.5. Soluciones de $\tan^2(\theta_{12})-\Delta m_{12}^2$ sin Super-Kamiokande ni KamLAND . . . . .	17
1.6. $\theta_{12}$ y $\Delta m_{12}^2$ a partir de KamLAND y los experimentos solares . . . . .	17
1.7. Predicción de la relación $(\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu)/(\nu_e+\bar{\nu}_e)$ para neutrinos atmosféricos . . . . .	19
1.8. Evidencias de la oscilación de neutrinos atmosféricos . . . . .	21
1.9. $\theta_{23}$ y $ \Delta m_{23}^2 $ en 2013 . . . . .	21
1.10. Jerarquías de masas . . . . .	23
1.11. Geometría de los experimentos dedicados a la medida de $\theta_{13}$ . . . . .	27
1.12. Relación entre $\theta_{13}$ y $\delta_{CP}$ obtenida por T2K . . . . .	29
1.13. Evolución de la medida del valor de $\theta_{13}$ . . . . .	29
2.1. Geometría de Double Chooz . . . . .	33
2.2. Simulaciones de las fracciones isotópicas en un ciclo de reactor y de los espectro de emisión de los isótopos más importantes . . . . .	35
2.3. Detector . . . . .	43
2.4. Fotomultiplicadores del ID y del IV . . . . .	45
2.5. Sistema de calibración mediante fuentes artificiales . . . . .	47
2.6. Cadena electrónica de Double Chooz . . . . .	51
2.7. Relación entre la carga integrada y la ganancia para un PMT . . . . .	55
2.8. Corrección espacial de la energía . . . . .	57
2.9. Estabilidad temporal de la energía . . . . .	57
3.1. Evolución de la frecuencia de señales y de la temperatura en el FD . . . . .	63
3.2. Eficiencia del sistema de disparo . . . . .	63
3.3. Sucesos en función del tiempo transcurrido desde el último muón . . . . .	65
3.4. Distribución temporal de la carga recogida en cada PMT para señales de LN y de física . . . . .	65
3.5. Frecuencia diaria y espectro de los <i>triggers</i> válidos . . . . .	67
3.6. Distribución $\Delta R$ de datos, simulación MC de antineutrinos y fondo accidental . . . . .	71
3.7. Distribuciones de las variables de entrada de la red neuronal en la simulación de MC y la muestra pura de accidentales . . . . .	71
3.8. Salida de la red neuronal del canal de hidrógeno . . . . .	73



3.9. Reducción de fondos mediante la reconstrucción espacial . . . . .	75
3.10. Forma de los pulsos de un positrón y de una señal debida al retroceso de protones . . . . .	75
3.11. Reducción de litio mediante la función likelihood . . . . .	77
3.12. Frecuencia diaria de antineutrinos seleccionados . . . . .	79
3.13. Espectros de las señales rápidas de las muestras de antineutrinos . . .	79
3.14. Espectros de las señales retardadas de las muestras de antineutrinos .	81
3.15. Correlación temporal de la muestra de antineutrinos . . . . .	81
3.16. Correlación espacial de la muestra de antineutrinos . . . . .	81
3.17. Vértices de los antineutrinos seleccionados en el canal de gadolinio . .	83
3.18. Vértices de los antineutrinos seleccionados en el canal de hidrógeno .	83
3.19. Distribuciones de la variable $\Delta T_{ID-IV}$ de diferentes muestras de an- tineutrinos . . . . .	85
3.20. Espectro energético de neutrones de la calibración con la fuente $^{252}\text{Cf}$ situada en el centro del detector . . . . .	87
3.21. Espectro energético de neutrones de la calibración con la fuente $^{252}\text{Cf}$ situada en el GC . . . . .	87
3.22. Esquema de los procesos de migración . . . . .	89
4.1. Esquema de la aplicación del corte de multiplicidad al método del tiempo desplazado . . . . .	93
4.2. Esquema de la utilización de multiples ventanas en el método del tiempo desplazado . . . . .	93
4.3. Número de coincidencias accidentales del canal de capturas en gado- linio obtenidas con el método del tiempo desplazado para $\Delta T$ grandes	97
4.4. Frecuencia diaria de accidentales en los canales gadolinio e hidrógeno	99
4.5. Distribución de los valores diarios de la frecuencia de accidentales en el análisis de gadolinio . . . . .	99
4.6. Espectros de la señal rápida del fondo accidental de ambos canales . .	99
4.7. Espectro de la señal retardada del fondo accidental en ambos canales	101
4.8. Vértices de los accidentales de la muestra <i>offtime</i> en ambos canales .	101
4.9. Comparación de las distribuciones de $\Delta R$ de la muestra <i>ontime</i> y la muestra <i>offtime</i> . . . . .	103
4.10. Cociente del fondo accidental con $\Delta T > 1.4$ m de las muestras <i>ontime</i> y <i>offtime</i> en el canal de gadolinio . . . . .	103
4.11. Efecto debido a la longitud finita del run en las ventanas <i>ontime</i> y <i>offtime</i> . . . . .	103
4.12. Distribución de tiempo de correlación de la muestra <i>offtime</i> con el desplazamiento sustraído . . . . .	105
4.13. Solapamiento entre el veto de muon y la ventana de aislamiento de las señales de las muestras <i>ontime</i> y <i>offtime</i> . . . . .	107
4.14. Cociente de eficiencias <i>ontime/offtime</i> en el canal de gadolinio . . . .	111
4.15. Espectros de la señal rápida para el método de intercambio y el méto- do del tiempo desplazado . . . . .	115

4.16. Cociente entre los espectros de la señal rápida del método del tiempo desplazado y el método de intercambio . . . . .	115
4.17. Espectros de la señal retardada del método del tiempo desplazado y del método de intercambio . . . . .	117
4.18. Cociente entre los espectros de la señal retardada del método del tiempo desplazado y el método de intercambio . . . . .	117
5.1. Espectro de señales preseleccionadas que pasan los cortes . . . . .	121
5.2. Espectro de la simulación MC de desintegraciones de $^{208}\text{Tl}$ en el líquido centellador . . . . .	121
5.3. Espectros de señales no correlacionadas del blanco y del GC . . . . .	123
5.4. Espectro de la simulación MC de captura de neutrones en el blindaje . . . . .	125
5.5. Espectro de señales de la chimenea y de la región del GC cercana al sensor de presión del GC . . . . .	127
5.6. Espectro de la simulación de MC de $^{12}\text{B}$ . . . . .	127
5.7. Espectro de la simulación de MC de captura de neutrones de la reacción IBD . . . . .	129
5.8. Espectro de la simulación MC de las desintegraciones de $^{208}\text{Tl}$ en el recipiente acrílico del blanco . . . . .	129
5.9. Espectro de la simulación MC de los positrones de la reacción IBD . . . . .	131
5.10. Ajuste del espectro de alta energía de señales de la muestra principal en la región del blanco . . . . .	133
5.11. Ajuste del espectro de alta energía de señales de la muestra principal en la región del GC . . . . .	135
6.1. Distribución de tiempos entre la señal rápida de los sucesos de la muestra de antineutrinos y los muones precedentes . . . . .	143
6.2. Perfil lateral de distancias de los isótopos $\beta$ -n . . . . .	143
6.3. Combinación de las estimaciones de la frecuencia de isótopos $\beta$ -n . . . . .	145
6.4. Espectro del fondo producido por los isótopos $\beta$ -n . . . . .	147
6.5. Espectros de neutrones rápidos y <i>stopping muons</i> . . . . .	147
6.6. Distribución $\Delta T$ de las parejas de suceso de LN . . . . .	149
6.7. Distribución espacial de los sucesos de LN correlacionado . . . . .	149
6.8. Distribución $\Delta T$ de los sucesos seleccionados desplazando el inicio del intervalo de coincidencia . . . . .	149
6.9. Espectro de la muestra enriquecida en dobles capturas . . . . .	151
7.1. Primer ajuste RRM de Double Chooz . . . . .	157
7.2. Ajuste RRM del canal de gadolinio . . . . .	161
7.3. Ajuste RRM del canal de hidrógeno . . . . .	161
7.4. Ajuste RRM combinando ambos canales . . . . .	163
7.5. Ajuste del espectro de energía de la señal rápida en el canal de gadolinio . . . . .	167
7.6. Cociente de datos sobre la predicción si no hay oscilación en el canal de gadolinio . . . . .	167
7.7. Ajuste del espectro de energía de la señal rápida en el canal de hidrógeno . . . . .	169

7.8. Cociente de datos sobre la predicción si no hay oscilación en el canal de hidrógeno . . . . .	169
8.1. Evolución temporal de la sensibilidad de Double Chooz . . . . .	175
8.2. Resultados del ajuste R+S en el análisis con dos detectores . . . . .	181

# Índice de tablas

1.1.	Flujos de antineutrinos medidos por SNO . . . . .	15
1.2.	Resumen de resultados de Kamiokande e IMB . . . . .	19
1.3.	Incertidumbre sistemática del experimento CHOOZ . . . . .	26
2.1.	Energía media de fisión de los isótopos principales del reactor . . . .	34
2.2.	$\sigma_{n-capture}(barn)$ y energía emitida al desexcitarse de los isótopos naturales de gadolinio y los isótopos $^1H$ y $^{12}C$ . . . . .	38
2.3.	Incertidumbre en el flujo del reactor . . . . .	40
2.4.	Isótopos cosmogénicos . . . . .	42
2.5.	Isótopos cosmogénicos $\beta$ -n . . . . .	42
2.6.	Concentración de radioimpurezas en los elementos del detector . . . .	49
2.7.	Desintegraciones radioactivas predichas . . . . .	49
3.1.	Identificación de antineutrinos . . . . .	68
3.2.	Corte de la forma del pulso . . . . .	76
3.3.	Frecuencia media de selección de antineutrinos . . . . .	78
3.4.	Eficiencia de los vetos . . . . .	82
3.5.	Resumen de los factores de corrección en la normalización de MC debidos a la eficiencia . . . . .	89
3.6.	Resumen de las incertidumbres de normalización del MC . . . . .	90
4.1.	Importancia de los isótopos cosmogénicos $\beta$ en las muestras <i>ontime</i> y <i>offtime</i> . . . . .	95
4.2.	Resultados del fondo accidental . . . . .	97
4.3.	Longitud de las regiones en las que se puede dividir el aislamiento de las diferentes señales de los sucesos <i>ontime</i> y <i>offtime</i> . . . . .	107
4.4.	Factores de corrección analíticos y variables usadas en su cálculo . . .	109
4.5.	Factores de corrección de la estimación de los accidentales residuales .	113
4.6.	Efecto del corte en la variable ANN y $\Delta R$ en los factores de corrección	113
4.7.	Frecuencia de accidentales por el método del tiempo desplazado y por el método de intercambio para ambos canales . . . . .	114
4.8.	Error de las contribuciones del factor de corrección del fondo accidental y correlación entre canales . . . . .	118
5.1.	Zonas definidas para el ajuste de la composición a alta energía . . . .	124
5.2.	Resultados del ajuste a la señal retardada del fondo accidental en el volumen del blanco . . . . .	131

5.3.	Resultados del ajuste a la señal retardada del fondo accidental en el volumen del GC . . . . .	131
5.4.	Resultados de los ajustes de las diferentes muestras en el volumen del blanco . . . . .	136
5.5.	Resultados de los ajustes de las diferentes muestras en el volumen del GC . . . . .	136
5.6.	$\chi^2/\text{ndf}$ del ajuste de la composición para diferentes anchuras de <i>bin</i> .	137
5.7.	Resultados de la composición del blanco . . . . .	137
5.8.	Resultados de la composición del GC . . . . .	137
5.9.	$\chi^2/\text{ndf}$ del ajuste de la composición para los mejores ajustes conseguidos desplazando las escalas de energías . . . . .	137
5.10.	Resultados finales de la composición de la región de alta energía . . .	138
6.1.	Estimación de la frecuencia de isótopos $\beta$ -n . . . . .	144
6.2.	Resultados de las estimaciones del fondo . . . . .	152
6.3.	Medida directa de los fondos . . . . .	152
6.4.	Estimación de fondos para los datos del periodo con reactores apagados	153
6.5.	Medida directa y estimación de los fondos más los antineutrinos residuales de los periodos con los reactores apagados . . . . .	153
7.1.	Valores e incertidumbres de los antineutrinos observados y su predicción	156
7.2.	Resultados del método RRM en el canal de gadolinio . . . . .	160
7.3.	Resultados del método RRM en el canal de hidrógeno . . . . .	160
7.4.	Resultados del método RRM combinando los datos de ambos canales	161
7.5.	Parámetros de la escala de energía en el ajuste del espectro del positrón	163
7.6.	Intervalos de energía utilizados para construir el espectro del positrón	165
7.7.	Resultados del ajuste del espectro del positrón en el canal de gadolinio	168
7.8.	Resultados del ajuste de capturas en gadolinio dejando libre la normalización de los isótopos $\beta$ -n y los neutrones rápidos y <i>stopping muons</i>	168
7.9.	Resultados del ajuste del espectro del positrón en el canal de hidrógeno	168
7.10.	Resultados de $\theta_{13}$ en Double Chooz . . . . .	170
7.11.	Medidas del fondo . . . . .	171
7.12.	Medidas de las componentes del fondo en el canal de gadolinio . . . .	172
7.13.	Medidas de las componentes del fondo en el canal de hidrógeno . . .	172
8.1.	Tiempo útil de los conjuntos de datos utilizados en el primer análisis con dos detectores . . . . .	174
8.2.	Cortes de selección en el análisis con dos detectores . . . . .	177
8.3.	Definición de muón en el análisis con dos detectores . . . . .	177
8.4.	Frecuencia de antineutrinos y su predicción en el primer análisis con dos detectores . . . . .	178
8.5.	Predicción y resultados del ajuste del fondo de isótopos $\beta$ -n . . . . .	179
8.6.	Resumen de incertidumbres en el análisis con dos detectores . . . . .	180
9.1.	Resultados de la medida de $\theta_{13}$ utilizando un único detector . . . . .	184
9.2.	Mejores resultados de $\theta_{13}$ de Double Chooz, Daya Bay y RENO . . .	185





# ABSTRACT

**Introduction:** In the last two decades, several neutrino oscillation experiments have demonstrated that neutrinos are massive particles. The neutrino oscillation data can be described within the three neutrino mixing paradigm, in which the flavor eigenstates are connected to the mass eigenstates through the PMNS mixing matrix. The neutrino oscillation probability is represented by a function of the square neutrino mass differences ( $\Delta m_{12}^2$ ,  $\Delta m_{23}^2$ ) and the PMNS matrix parameters ( $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\delta_{CP}$ ), which are determined by the neutrino oscillation experiments. The reactor antineutrino oscillation experiment Double Chooz presented an indication of the reactor antineutrino disappearance[1], which means a non-zero  $\theta_{13}$ , for first time in 2011, as Daya Bay and RENO did short time later. A non-zero  $\theta_{13}$  value has a critical implication in the current searches for neutrino CP-violation and the determination of  $\delta_{CP}$ , which is now possible by neutrino oscillation experiments.

The Double Chooz reactor neutrino experiment aims to measure  $\sin^2(2\theta_{13})$  based on the observation of a deficit in the electron antineutrino flux at a distance about of 1 km from the two reactors (8.54 GW<sub>th</sub>) in France. The antineutrinos are detected through inverse beta decay (IBD):  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ , which signature is a coincidence of a prompt positron signal followed by a delayed neutron capture. The so-called far detector, operational since April 2011, is placed in a laboratory close to the maximal oscillation distance. A second identical detector (near detector) is located about 400 m away from the reactor cores and starts taking data in December 2014. The Double Chooz detector design is optimized to reduce backgrounds.

The Double Chooz experiment has presented improved measurements of the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$  using the 489 days of data collected by the far detector before February 2013. From the analysis of these data,  $\theta_{13}$  is measured to be a non-zero value within  $3.1\sigma$ , as it will be shown in the present thesis. Both detectors, far and near, have been taking data since 2015. The preliminary analysis of 200 days with the multidetector configuration is also shown in this thesis.

**Goals:** The goal of this thesis is to determine the background impact in the  $\theta_{13}$  measurement. Specifically, the thesis studies:

- *The low far detector background level.* A precise  $\theta_{13}$  measurement requires a very low background level. For this purpose, the Double Chooz detectors have been built with high radiopurity materials and additional sub-detectors to



identify external particles

- The improvement in the purity of the neutrino sample by means of background rejection cuts. In order to suppress the background in the antineutrino sample, several background vetoes have been developed in Double Chooz.
- The remaining background in the antineutrino sample. The remaining background in the antineutrino sample is estimated. Three types of backgrounds are accounted for in the neutrino oscillation analysis. Depending on the background source and its estimation method, the associated uncertainty is implemented in a different way in the  $\theta_{13}$  measurement.
- The accidental background estimation method. The developed method has allowed to determine with high precision the rate and spectrum of the accidental background despite its low rate.
- The accidental background composition. At high energy, there is a lack of information about the background composition. The knowledge of the origin of that background allows to improve the background estimation and the design of new reactor experiments.

**Methodology:** The Double Chooz collaboration has presented measurements of the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$  using the reactor antineutrinos detected via the inverse beta decay reaction in which the neutron is captured on gadolinium (gadolinium channel) and also the one in which the neutron is captured on hydrogen (hydrogen channel). The signature of these two channels consists of a prompt positron energy deposition followed by a delayed neutron capture. The correlation time between both energy depositions is  $\sim 30 \mu\text{s}$  in the gadolinium channel and  $\sim 200 \mu\text{s}$  in the hydrogen one and the neutron capture energy is  $\sim 8 \text{ MeV}$  and  $\sim 2.2 \text{ MeV}$ , respectively.

Expectation of reactor antineutrino interactions in the Double Chooz detector is calculated by a Monte Carlo (MC) simulation developed by the Double Chooz collaboration. However, the uncertainty in the knowledge of the background sources makes impossible a MC simulation for the contamination, except for a few specific features. As consequence, the background is estimated by data-driven method.

The three types of backgrounds that are accounted in the neutrino oscillation analysis are estimated component by component: long-lived  $\beta$ -n cosmogenic isotopes,  $^9\text{Li}$  and  $^8\text{He}$ ; fast neutrons and stopping muons, collectively estimated, and the accidental coincidence of two uncorrelated energy depositions. As the muon and the fast neutron are generated outside the detector, this contribution is estimated by a sample of external particles tagged by the detector vetoes. Due to their relatively long lifetimes, the  $\beta$ -n cosmogenic isotopes are obtained by statistical methods. The rate is determined by an exponential fit to the correlation time between the previous

muons and the IBD candidate. The shape is obtained from the IBD candidates rejected by a cut designed to identify this background. The accidental background is estimated by applying the neutrino selection cuts but using several coincidence windows shifted  $\geq 1$  s in order to remove pairs of correlated signals, producing very precise results.

The number of observed IBD candidates, the prediction of the reactor neutrino signal based on the MC simulation and the estimated background contamination allow to get the deficit of reactor electron antineutrinos. The  $\theta_{13}$  measurement is carried out by two different methods. The *Reactor Rate Modulation* method determines  $\theta_{13}$  from a comparison of the observed rate of IBD candidates with the expected one for different reactor power conditions. The rate of detected antineutrinos is proportional to the reactor power, while the background contamination is constant. The *Rate + Shape* method is based on a comparison of the energy spectrum between the observed IBD candidates and the prediction. This method examines the oscillatory signature given as a function of  $E_\nu/L$  and statistically separates the reactor electron antineutrino signal from the background by different spectral shapes.

**Results:** Double Chooz has released four different  $\theta_{13}$  results by two statistical samples and two analysis approaches and a fifth result combined samples in the RRM method. The remarkable agreement of the five measurements, each having different systematics, demonstrates the robustness of the results. The most accurate result is found at  $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.090^{+0.032}_{-0.029}$ . In addition, the preliminary analysis of the two detectors data shows a major improvement,  $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.111 \pm 0.018$ . Different cross-checks in the R+S method indicate that the uncertainties on the background rates are strongly suppressed in the R+S fit by the spectral information and the output value of  $\theta_{13}$  is robust with respect to the background estimation.

In the analysis with the far detector data, the precision on  $\theta_{13}$  is limited by the reactor-related uncertainties, but these systematic errors will be almost fully canceled with two detectors data. After three years of data taking with two detectors, the background systematics will be the dominant systematic error, only the statistical error will be comparable or higher. Currently, this error is around 1 % of the signal normalization. The main component of this systematic is due to the  $\beta$ -n cosmogenic isotopes, +1.1 %/-0.4 %. The contribution of fast neutrons and stopping muons is not totally negligible, 0.1 %. Finally, the systematic associated to the accidental background is negligible, 0.01 %.

Besides, the accidental background composition at high energy has been determined, showing the cosmogenic isotope  $^{12}\text{B}$  as the main contribution, around half of the collected signals. The neutron capture in Fe is important too, near to 20 %. The remaining signals are  $^{208}\text{Tl}$  decay products, fast neutrons and stopping muons and neutron capture in gadolinium.

**Conclusions:** This thesis reports the  $\theta_{13}$  measurements of Double Chooz with only one detector and a preliminary analysis with the two detectors running. Several

novel and effective background reduction techniques were developed to achieve a  $3\sigma$  sensitivity even in the hydrogen channel. The remaining background is estimated with good precision methods, specially, the accidental background. Besides, the accidental composition at high energy has been studied. The results provide essential information for the design of new detectors in future experiments.

# RESUMEN

**Introducción:** En el marco actual de la física de partículas en que sabemos que los neutrinos tienen masa, los neutrinos se describen utilizando la base de autoestados de sabor y/o la base de autoestados de masa. Estas bases son diferentes y se relacionan por cuatro parámetros, uno de los cuales es el ángulo de mezcla  $\theta_{13}$  (los otros tres corresponden a los ángulos de mezcla  $\theta_{12}$  y  $\theta_{23}$  y a la fase de violación CP  $\delta_{CP}$ ). Para determinar estos parámetros, se utiliza el fenómeno de la oscilación de los neutrinos en que se manifiesta la diferencia entre las bases. La primera indicación de un valor no nulo de  $\theta_{13}$  fue llevada a cabo por Double Chooz en 2011[1], a continuación también Daya Bay y RENO publicaron sendas medidas de  $\theta_{13}$ . La principal dificultad de esta medida es tener que determinar un ángulo con una magnitud pequeña, a diferencia de  $\theta_{12}$  y  $\theta_{23}$  que habían sido determinados previamente. La medida de  $\theta_{13}$  ha permitido comenzar el desarrollo de experimentos para la medida de la violación CP, que solo podía ser observada por el fenómeno de la oscilación si los tres ángulos de mezcla  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$  y  $\theta_{13}$  eran distintos de 0.

El experimento Double Chooz mide  $\theta_{13}$  a partir de la desaparición de antineutrinos electrónicos ( $\bar{\nu}_e$ ) emitidos por los reactores nucleares de la central nuclear de Chooz (Francia). Los antineutrinos se observan mediante la coincidencia temporal de la aniquilación del positrón y la captura del neutrón, las partículas que se producen en la desintegración beta inversa,  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . Los detectores de Double Chooz han sido diseñados para amplificar la señal de los antineutrinos electrónicos manteniendo un nivel bajo de fondo. Se trata de dos detectores idénticos, uno de los cuales se sitúa cerca de los reactores ( $\sim 400$  m) para reducir la incertidumbre en la cantidad de antineutrinos generados, y el otro, lejos ( $\sim 1050$  m), para observar la desaparición. Ambos son calorímetros de centelleo orgánico líquido.

Los detectores se construyeron de forma escalonada. El detector lejano terminó de construirse en abril de 2011 y el cercano a finales de 2014. Se dispone de 489.51 días de datos tomados solo con el detector lejano entre abril de 2011 y enero de 2013. A partir de estos datos se ha analizado el fenómeno de oscilación, encontrando un valor de  $\theta_{13}$  distinto de 0. Este análisis es el descrito en la tesis. Desde 2015 se han estado tomando datos con los dos detectores. En la presente tesis se muestra el análisis preliminar de los primeros 200 días de datos con los dos detectores.

**Objetivos:** El objetivo de la tesis es determinar el impacto de los fondos en la medida de  $\theta_{13}$ . En concreto, se estudia:

- El bajo nivel de fondo presente en los detectores. La baja magnitud del parámetro  $\theta_{13}$  provoca que sea necesario alcanzar un muy bajo nivel de fondos para realizar la medida. Para conseguir este objetivo, los detectores de Double Chooz han sido contruidos con materiales radiopuros y, con diversos sistemas para detectar partículas procedentes del exterior.
- La eficacia del análisis eliminando los fondos que ocultan la muestra de antineutrinos. En la tesis se muestran las estrategias desarrolladas para proporcionar una muestra de antineutrinos con una baja presencia de fondos.
- El impacto de los fondos en la medida  $\theta_{13}$ . Se cuantifica el fondo residual total presente en la muestra de antineutrinos, comprobando que su contribución es pequeña. Dependiendo de la naturaleza del fondo y de cómo ha sido obtenido, la incertidumbre sistemática asociada es implementada de forma diferente en la medida de  $\theta_{13}$ .
- El método de estimación del fondo accidental. El método desarrollado para estimar el fondo accidental permite determinar con una gran precisión la frecuencia y el espectro de dicho fondo independientemente del número de sucesos seleccionados.
- La composición del fondo accidental. Especialmente a alta energía, existe un desconocimiento de la composición del fondo. Entender dicha composición mejora la comprensión sobre el funcionamiento del detector y permite mejorar el diseño de nuevos experimentos de reactores.

**Metodología:** Se analizan los dos canales disponibles para la medida de  $\theta_{13}$ , el canal en el que el neutrón producido en la desintegración beta inversa es capturado por un núcleo de gadolinio y el canal en el que es capturado por un núcleo de hidrógeno. Las muestras de antineutrinos de estos canales se generan identificando las parejas de señales presentes en los datos que se encuentran próximas en el espacio y en el tiempo, siendo la primera compatible con una señal generada por un positrón y la segunda compatible con la captura del neutrón. En el caso del canal de gadolinio, el tiempo entre señales es unos 30  $\mu\text{s}$  y la energía de la captura del neutrón unos 8 MeV, mientras que en el caso del canal de hidrógeno, el tiempo entre señales corresponde a unos 200  $\mu\text{s}$  y la energía de la captura del neutrón en torno a 2.2 MeV.

Se ha desarrollado una simulación de MC del proceso que predice el número de antineutrinos en el detector, permitiendo la medida de  $\theta_{13}$  con un solo detector. Dicha medida también requiere un buen conocimiento de los fondos, tanto para reducir su presencia en la muestra mediante cortes en diferentes variables como para estimar su componente residual. Sin embargo, la indeterminación en las fuentes de los fondos hace que los estudios de la contaminación se realicen directamente a partir de los datos, utilizando simulaciones de MC únicamente en el estudio de algunas características concretas de los mismos.

Los fondos residuales se determinan componente a componente. Las principales fuentes de contaminación son: *stopping muons* y neutrones rápidos, isótopos cosmogénicos inestables  $\beta$ -n y las coincidencias accidentales de señales independientes. El fondo de *stopping muons* y neutrones rápidos se determinan de forma conjunta a partir de una muestra de parejas de señales en la que la primera señal ha sido producida en el exterior del detector. El fondo cosmogénico se determina estadísticamente a partir de la correlación de las parejas de señales con los muones previos. Por último, el fondo accidental se determina a partir de una muestra pura generada desplazando el tiempo entre señales de  $\sim 30 \mu\text{s}$  ( $\sim 200 \mu\text{s}$ ) a  $\sim 1 \text{ s}$ , de forma que no se identifican antineutrinos y la contribución de cualquier otro fondo es despreciable. Esta muestra es capaz de proporcionar una medida muy precisa mediante el uso de diferentes tiempos entre señales superiores a 1s.

Una vez determinados los fondos residuales, la medida de  $\theta_{13}$  puede realizarse a partir de dos métodos, uno de ellos compara la frecuencia observada de antineutrinos con la esperada, agrupando los datos por la potencia a la que operaban los reactores y aprovechando el hecho de que la frecuencia de antineutrinos detectados es proporcional a la potencia mientras que el fondo no lo es. El segundo método además compara el espectro del positrón producido en la interacción del antineutrino con el esperado de acuerdo a la simulación de MC. La energía del positrón es proporcional a la del propio antineutrino, variable de la cual depende la probabilidad de desaparición.

**Resultados:** Double Chooz ha determinado el valor del parámetro  $\theta_{13}$  con una buena precisión utilizando solo los datos recogidos por el detector lejano antes de que el detector cercano entrase en funcionamiento ( $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.090^{+0.032}_{-0.029}$ ). En esta tesis también se incluye un análisis preliminar utilizando ambos detectores ( $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.111 \pm 0.018$ ), a pesar de que la estadística disponible en este caso es todavía pequeña, el error disminuye en casi un factor 2. Todas las comprobaciones disponibles (diferentes métodos de estimación y canales) muestran resultados compatibles.

El impacto del fondo en estos resultados es pequeño frente a la incertidumbre en el flujo de antineutrinos producidos en los reactores. Sin embargo, al incluir los datos del detector cercano, la contribución de los fondos será la dominante junto a la estadística, siendo actualmente del 1 % con respecto a la normalización de la señal. La mayor parte de esta contribución es debida a la incertidumbre del fondo cosmogénico (introduce  $\sim 1.1/-0.4$  % de incertidumbre en la muestra de antineutrinos), aunque no es despreciable la contribución debida a los *stopping muons* y neutrones rápidos (introduce  $\sim 0.1$  % de incertidumbre). La contribución a la incertidumbre del fondo accidental es despreciable gracias a la potencia del método de estimación (introduce  $\sim 0.01$  % de incertidumbre), incluso en el canal de hidrógeno, donde es el fondo que se recoge en mayor cantidad.

Además, también se ha determinado la composición del fondo accidental a alta energía, la cual no había sido estudiada hasta la fecha, mostrando que la componente principal son los isótopos cosmogénicos (mayoritariamente  $^{12}\text{B}$ ), aunque

también son significativas las capturas en los diferentes recipientes y blindajes de acero del detector, que constituyen cerca del 20 % y, de forma más minoritaria, las capturas de neutrones en gadolinio, las desintegraciones radioactivas de  $^{208}\text{Tl}$  y la contribución de señales debidas a *stopping muons* y neutrones rápidos.

**Conclusiones:** Los resultados presentados en la tesis muestran las medidas más precisas realizadas por Double Chooz, hasta primavera de 2016, con los datos de un solo detector y también la del primer análisis utilizando ambos detectores. El fondo presente en las muestras de antineutrinos utilizadas para realizar esas medidas se reduce de forma muy eficiente gracias a las mejoras llevadas a cabo en la selección con respecto a análisis anteriores. Los fondos residuales, cuyo impacto en la medida es pequeño, se estiman con métodos robustos, especialmente en el caso del fondo accidental. Además, se ha conseguido información importante para el diseño de futuros experimentos, mostrando que la contribución de capturas de neutrones en acero es significativa a alta energía, por lo que es conveniente buscar materiales alternativos para próximos experimentos.

# INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar es la teoría que rige las interacciones entre partículas subatómicas. Las predicciones realizadas por el modelo son confirmadas por las medidas de la mayoría de los experimentos, algunas de ellas con una precisión asombrosa, lo que avala la validez del mismo. Sin embargo, a pesar de sus incontables éxitos, se han observado algunas anomalías que no puede explicar. La descripción de estas anomalías requiere la utilización de extensiones del Modelo Estándar (física más allá del Modelo Estándar), en las cuales el neutrino juega un rol central.

Como se explica en el [capítulo 1](#), el neutrino fue introducido en el Modelo Estándar como una partícula sin masa. Sin embargo, el estudio de las anomalías de los neutrinos solares y atmosféricos mostraron que los neutrinos cambiaban de sabor durante su propagación en un fenómeno conocido como oscilación de neutrinos. Para que se produzca la oscilación es requisito indispensable que los neutrinos tengan masa, por lo que el Modelo Estándar es extendido para incluir al neutrino como una partícula masiva (esta extensión no genera modificaciones en las predicciones que sustentan el modelo). En el marco teórico que esta extensión genera para la oscilación de neutrinos, se observa que el fenómeno depende de seis parámetros: las dos diferencias cuadráticas de masa,  $\Delta m_{12}^2$  y  $\Delta m_{23}^2$ ; los tres ángulos de mezcla,  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$  y  $\theta_{13}$ , y la fase de violación CP,  $\delta_{CP}$ . El último de los parámetros que ha sido medido, a falta de determinar el valor de  $\delta_{CP}$  y el signo de  $\Delta m_{23}^2$ , es  $\theta_{13}$ .  $\theta_{13}$  ha sido el último de los ángulos de mezcla en ser determinado porque, a diferencia de los otros dos ángulos, su valor es relativamente pequeño, siendo necesario experimento que fuesen capaces de observar un pequeño déficit de neutrinos. Los experimentos Double Chooz, Daya Bay y RENO fueron diseñados para tal fin.

El experimento Double Chooz, descrito en el [capítulo 2](#), realiza la medida de  $\theta_{13}$  utilizando los antineutrinos electrónicos emitidos por los reactores de la central nuclear de Chooz. Una fracción de estos antineutrinos, proporcional a  $\sin^2(2\theta_{13})$ , ha oscilado a una distancia del orden del kilómetro, generando un pequeño déficit de antineutrinos electrónicos. Este déficit se determina a 1050 metros de los reactores, donde un detector mide la cantidad de antineutrinos electrónicos mediante los dos productos de la desintegración beta inversa, un positrón y un neutrón. Adicionalmente, se utilizará un segundo detector a 400 metros de los reactores para determinar el flujo inicial de antineutrinos con una incertidumbre suficientemente pequeña para medir  $\theta_{13}$  con una precisión mayor a  $5\sigma$ .



Double Chooz tiene dos fases claramente diferenciadas. La primera fase abarca desde abril de 2011, cuando el detector lejano empezó a tomar datos, hasta diciembre de 2014, cuando el detector cercano hizo lo propio. Durante esta fase se han desarrollado diferentes análisis a partir de los canales disponibles, canales que se diferencian en el núcleo que captura al neutrón producido en la desintegración beta inversa, gadolinio o hidrógeno. Los resultados de estos análisis, cada uno con una estadística superior al anterior y entre los que se encuentra la primera indicación de que  $\theta_{13}$  es distinto de cero[1], son compatibles entre sí. Esta tesis describe el análisis que proporciona la medida más precisa usando únicamente el detector lejano.

El capítulo 3 describe el mecanismo de selección de la muestra de antineutrinos. Estas muestras contienen contaminación debida a coincidencias de señales de fondo que imitan a la pareja de señales de la desintegración beta inversa. Para alcanzar la precisión requerida para la medida de  $\theta_{13}$ , la cantidad de fondo presente en dichas muestras debe ser pequeña y conocida con la máxima precisión posible. El diseño del detector se optimizó para obtener una baja contaminación, posteriormente, la selección de la muestra de antineutrinos consigue rechazar la mayor parte de esta. En cualquier caso, se ha de estimar el fondo residual en la muestra de antineutrinos seleccionada. Según su naturaleza, el fondo se divide en fondos correlacionados, en los que las dos señales son producidas a partir de un mismo proceso físico, y fondo no correlacionado (o fondo accidental), en el que se produce una coincidencia aleatoria de señales totalmente independientes. El capítulo 4 explica el método de estimación del fondo accidental, cuya naturaleza permite su medida sin conocer el origen de las señales que los producen. Sin embargo, entender cuál es la causa de dichas señales aporta beneficios considerables al experimento, permitiendo validar las predicciones de fondo realizadas durante el diseño a baja energía y entender la composición a alta energía, lo cual será relevante para el estudio de otros procesos como la dispersión electrón-neutrino y para el diseño de futuros experimentos. El origen de las señales del fondo accidental se describe en el capítulo 5.

Los métodos de estimación de las diferentes contribuciones del fondo correlacionado se muestran en el capítulo 6. Además de la estimación del fondo residual, la configuración del experimento Double Chooz le permite realizar una medida directa de éste, también incluida en este capítulo, mediante períodos de la toma de datos en los que los dos reactores están apagados. Este hecho no se puede producir en los experimentos RENO y Daya Bay debido a la baja probabilidad de que los seis reactores de sus centrales no estén funcionando. A partir de las muestras de antineutrinos y de las estimaciones de los fondos es posible realizar la medida del parámetro de mezcla  $\theta_{13}$  por diferentes métodos. Los mismos análisis que proporcionan la medida de  $\theta_{13}$  dan una medida alternativa del fondo residual. En el capítulo 7 se discuten estos métodos y los resultados de  $\theta_{13}$  y del fondo residual obtenidos en los mismos.

Actualmente, Double Chooz se encuentra en la segunda fase, en la que se están tomando datos con los dos detectores. Este periodo de datos permitirá mejorar

considerablemente la precisión de la medida de  $\theta_{13}$ . En el capítulo 8 se mostrarán los primeros resultados con dos detectores correspondientes al análisis de los nueve primeros meses de datos y presentados en Moriond[2]. Por último, en el capítulo 9 se presentan las conclusiones de esta tesis.



# Capítulo 1

## OSCILACIONES DE NEUTRINOS

*“Solo el misterio nos hace vivir.”  
Federico García Lorca*

El ángulo de mezcla  $\theta_{13}$ , cuya medida es el objetivo de Double Chooz, es uno de los parámetros fundamentales de la oscilación de neutrinos. Para mostrar la importancia de su medida, en este capítulo se hace un resumen de la física implicada en el fenómeno de las oscilaciones. La [sección 1.1](#) describe las características del neutrino en el Modelo Estándar, mientras que en la [sección 1.2](#) se explica el fenómeno de la oscilación. Por último, la [sección 1.3](#) describe cómo se han realizado las medidas de los valores de los parámetros fundamentales del fenómeno de oscilación.

### 1.1. El neutrino en el Modelo Estándar

El neutrino es una partícula elemental de espín 1/2 que no siente la interacción nuclear fuerte, ni la electromagnética. Al ser un fermión, se incluye dentro de las partículas que constituyen la materia, como se observa en la [figura 1.1](#). La figura muestra los fermiones que constituyen la materia en las tres columnas de la izquierda, los bosones que median las interacciones en la columna de la derecha y el bosón de Higgs aún más a la derecha. Dentro de los bosones, la partícula  $\gamma$  es la responsable de la interacción electromagnética, los gluones transmiten la interacción fuerte y la propagación de la interacción débil la llevan a cabo los bosones W y Z. Las dos primeras filas de fermiones muestran los quarks, que sienten todas las interacciones, y las dos últimas los leptones, que no sienten la interacción fuerte. Dentro de los leptones, la fila superior corresponde a los leptones cargados y la inferior a los que no poseen carga, los neutrinos. Los leptones pueden tener tres sabores diferentes; electrónico, muónico y tauónico, que quedan definidos por los autoestados de los leptones cargados. Los sabores de los neutrinos se definen de acuerdo con el lepton cargado con el que interactúan.

Los neutrinos solo interaccionan mediante la fuerza débil y, por tanto, sus interacciones quedan descritas por la teoría de las interacciones electrodébiles<sup>1</sup> introducida por Glashow[3], Weinberg[4] y Salam[5]. La teoría electrodébil es una teoría gauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  (isospín + hipercarga) en el que el campo de Yang-Mills no es simétrico bajo paridad. Debido a la violación de la paridad presente en la interacción débil, los neutrinos tienen siempre una quiralidad definida, concretamente, la quiralidad de los neutrinos es levógira y los antineutrinos dextrógira. El neutrino es representado por un espinor levógiro  $\nu_{\alpha L}$  (L indica que es levógiro y  $\alpha$  indica el sabor) y forma un elemento de  $SU(2)_L$  (doblete) junto al leptón cargado del mismo sabor y la misma quiralidad (ecuación 1.1), mientras que el leptón cargado de quiralidad opuesta  $l_{\alpha R}$  es un singlete.

$$(1.1) \quad \Psi_{\alpha L} = \begin{pmatrix} l_{\alpha L} \\ \nu_{\alpha L} \end{pmatrix}$$

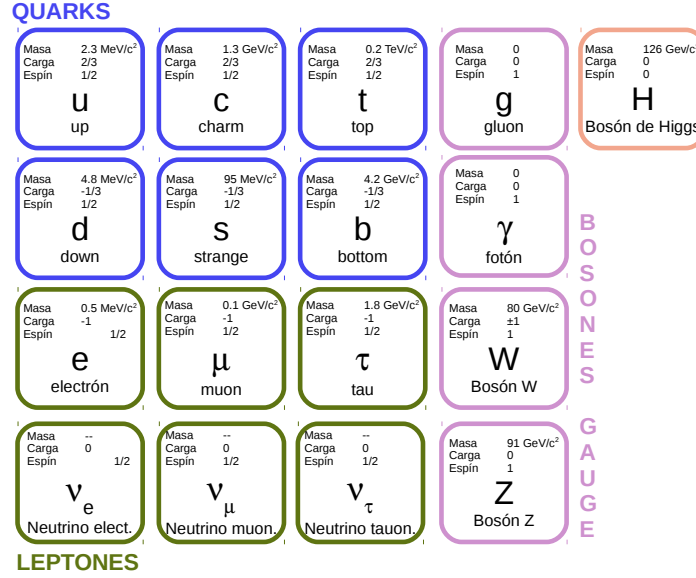
La interacción del neutrino con la materia se produce a través de corrientes cargadas, mediadas por el bosón  $W^\pm$ , y mediante corrientes neutras, mediadas por el bosón Z. En las corrientes cargadas el neutrino puede ser producido por un leptón cargado que define su sabor, producir un leptón cargado de su sabor o aparecer (o desaparecer) junto a la antipartícula de dicho leptón. Por otro lado, en las corrientes neutras se aniquila (o se crea) con su antineutrino o colisiona sin cambiar su naturaleza. Cuando una corriente neutra genera un par neutrino-antineutrino, esta pareja puede ser producida con cualquiera de los tres posibles sabores. Este hecho se usó en el estudio de la resonancia  $e^+e^- \rightarrow \mu\bar{\nu}$ [6][7] en LEP para concluir que existen 3 y solo 3 tipos de neutrinos no estériles para los que la suma de su masa con la de su antineutrino es menor que la masa del bosón Z (los neutrinos estériles, que no interaccionan mediante la fuerza débil, no están excluidos). En el año 2001, los tres tipos de neutrinos habían sido observados en distintos experimentos[8][9][10].

En el Modelo Estándar, la masa de los fermiones proviene del acoplamiento de Yukawa de los campos fermiónicos con el campo del Higgs, necesitando tanto de campos levógiros como dextrógiros. Esta dependencia de ambos tipos de campo se observa en el término de masa del lagrangiano (ecuación 1.2). Al no haberse observado ningún efecto debido a la masa del neutrino, este se incluyó en el modelo como una partícula sin masa y su campo dextrógiro no está presente porque sería un campo estéril (no interaccionaría por medio de ninguna de las fuerzas).

$$(1.2) \quad \mathcal{L}_m = -\bar{\psi}_R M_D \psi_L + h.c. = m \bar{\psi}_R \psi_L + h.c.$$

---

<sup>1</sup>La interacción gravitatoria no se incluye en el Modelo Estándar.



**Figura 1.1:** Partículas del Modelo Estándar. La masa, la carga eléctrica y el espín están indicados en la parte superior de cada recuadro. El recuadro naranja corresponde al bosón de Higgs, los rosas al resto de bosones (mediadores de las interacciones), los azules corresponden a los quarks (fermiones que sienten la interacción fuerte) y el verde a los leptones (fermiones que no sienten la interacción fuerte). Cada columna de leptones representa a una generación de partículas.

## 1.2. Oscilación de neutrinos

El Modelo Estándar no es suficiente para explicar el comportamiento del neutrino, diversos fenómenos como las anomalías solares y atmosféricas (descritas en la [sección 1.3](#)) no pueden ser explicadas dentro de dicho modelo. Actualmente, se acepta que los neutrinos cambian de sabor mientras se propagan debido al fenómeno conocido como oscilación de los neutrinos, el cual no se puede explicar dentro del modelo. La oscilación de neutrinos es el fenómeno en el que un neutrino de un sabor dado y una energía determinada tiene una probabilidad diferente de cero de cambiar de sabor ( $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L) = 0$ ) al propagarse en el vacío.

La teoría que permite explicar los procesos de oscilación fue descrita por Pontecorvo para una oscilación  $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$  [11] y posteriormente por Maki, Nakagawa y Sakata para la oscilación entre los tres sabores existentes [12]. Para que la oscilación se produzca, los neutrinos tienen que cumplir dos requisitos:

- Los autovalores correspondientes a los autoestados de masa ( $\nu_1$ ,  $\nu_2$  y  $\nu_3$ ) tienen que ser no degenerados. Esto hace que, para neutrinos de una misma energía, la velocidad de propagación de cada uno de los autoestados de masa sea diferente y se puedan producir fenómenos de interferencia entre ellos. Los autovalores se corresponden con la masa de los neutrinos, por lo tanto, los neutrinos deben tener masa para que se produzca la oscilación. Como en el Modelo Estándar los neutrinos no tienen masa, este requisito implica que el fenómeno de oscilación es un fenómeno de física más allá del Modelo Estándar.

- La base de los autoestados de sabor y la de los autoestados de masas tienen que ser diferentes. Esto hace que la interferencia entre los autoestados de masa debida a la diferencia de velocidad se traduzca en un cambio de sabor durante la propagación.

### 1.2.1. Matriz PMNS de mezcla de neutrinos

El hecho de que las bases de sabor y masa no coincidan, produce automáticamente una matriz unitaria de cambio de base ( $U$ ), la matriz de mezcla o matriz PMNS, que relaciona los autoestados de dichas bases. Relación que permite que un autoestado de sabor,  $|\nu_\alpha\rangle$ , se represente a partir de los autoestados de masa,  $|\nu_k\rangle$ , mediante la [ecuación 1.3](#), donde  $U_{\alpha k}^*$  es el complejo conjugado del elemento de la matriz que relaciona el sabor  $\alpha$  con el autoestado de masa  $k$ . La [figura 1.2](#) muestra un esquema de la composición de cada autoestado obtenida a partir de los datos conocidos actualmente.

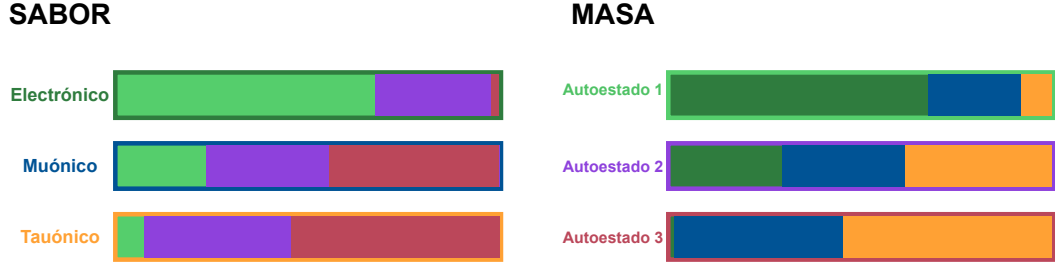
$$(1.3) \quad |\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle$$

La matriz PMNS es un operador 3x3 que puede descomponerse en tres operadores 2x2 en los que solo intervienen dos autoestados de masa. Cada uno de estos operadores queda definido por un ángulo de mezcla  $\theta_{ij}$  como se muestra en la [ecuación 1.4](#), donde se ha simplificado la notación utilizando  $c_{ij}$  para representar  $\cos(\theta_{ij})$  y  $s_{ij}$  para representar  $\sin(\theta_{ij})$ . Adicionalmente, el fenómeno requiere incorporar una fase imaginaria,  $\delta_{CP}$ , que se ha incluido junto al parámetro  $\theta_{13}$  por convenio. Se observa que  $\delta_{CP}$  hace que la matriz PMNS sea una matriz imaginaria, salvo que su valor sea 0 ó  $\pi$ , provocando comportamientos diferentes entre partículas y antipartículas, es decir, permite la violación de la simetría CP.

$$(1.4) \quad U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ - & 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} -$$

### 1.2.2. Probabilidades de oscilación

Para cualquier proceso, la creación y detección de los neutrinos se describe en términos de los autoestados de sabor, que son los que interaccionan con la materia, mientras que su propagación desde el punto donde han sido creados hasta el punto



**Figura 1.2:** A la izquierda la composición de masa de cada autoestado de sabor. A la derecha, la composición de sabor de cada autoestado de masa. Los autoestados están representados por diferentes colores, de forma que el color verde oscuro corresponde al autoestado de sabor electrónico, el azul al autoestado de sabor muónico, el naranja al autoestado de sabor tauónico, el verde claro al autoestado de masa 1, el morado al autoestado de masa 2 y el rojo al autoestado de masa 3.

donde han sido detectados se describe mediante los autoestados de masa y se define mediante el hamiltoniano correspondiente a la propagación. Por lo tanto, la amplitud de la oscilación de un neutrino de sabor  $\alpha$  a otro de sabor  $\beta$  toma la forma de la [ecuación 1.5](#), donde  $H_i$  es el Hamiltoniano que determina la propagación del autoestado de masa  $i$  entre el punto donde el neutrino fue creado y el punto donde es detectado y  $\tau_i$  es el tiempo de dicha propagación. A partir de la amplitud se obtiene la probabilidad de oscilación, [ecuación 1.6](#).

$$(1.5) \quad A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{iH_i \tau_i} U_{i\beta}$$

$$(1.6) \quad P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2$$

En dicho cálculo de probabilidad, el factor de interferencia ( $e^{iH_i \tau} e^{-iH_j \tau}$ ) es el único relevante. La fase de este término se puede escribir como indica la [ecuación 1.7](#). En los experimentos donde se observa el fenómeno de la oscilación el neutrino es ultrarelativista y el término proporcional a  $(E_j - E_i)$  es despreciable frente al término proporcional a la diferencia de masas al cuadrado. Por otro lado, en este caso se puede hacer la aproximación  $p_i + p_j \sim E$ , obteniendo la expresión de la [ecuación 1.8](#). En dicha expresión, la parte imaginaria de la matriz PMNS cambia de signo al cambiar partícula por antipartícula, por lo tanto su comportamiento pasa a ser diferente si  $\delta_{CP}$  es distinto de 0 ó  $\pi$ , valores que hacen que la parte imaginaria sea 0. Además, se muestra que la frecuencia de la oscilación depende de las diferencias de masas al cuadrado, mientras que su amplitud viene determinada por los 4 parámetros de la matriz PMNS:  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$ ,  $\theta_{23}$  y  $\delta_{CP}$ .

$$(1.7) \quad \eta_{ij} = (E_i \tau - p_i L) - (E_j \tau - p_j L) \sim \frac{L}{m_j^2} - \frac{L}{m_i^2} = \Delta m_{ji}^2 \frac{L}{2E}$$



$$(1.8) \quad P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} \Re[U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} + \\ 2 \sum_{j>i} \Im[U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}$$

## Efecto de materia

La probabilidad de oscilación mostrada anteriormente corresponde a la oscilación en vacío, cuando los neutrinos se propagan a través de la materia hay que tener en cuenta las interacciones con electrones, protones y neutrones. Todos los neutrinos interactúan con la materia mediante corrientes neutras. Sin embargo, solo los neutrinos electrónicos interactúan mediante corrientes cargadas, asimetría que provoca un efecto sobre la oscilación. Este fenómeno es conocido como el efecto MSW[13], porque Mikheyev, Smirnov y Wolfenstein fueron los primeros en considerarlo.

El efecto viene principalmente de las interacciones de los neutrinos con los electrones. Cualquier área con una densidad electrónica  $N_e$  contribuye como un término de potencial efectivo en el Hamiltoniano, de forma que los autoestados de masa correspondientes a la propagación a través de la materia son diferentes de los correspondientes a la propagación en vacío. Este potencial se expresa como  $V_e = \sqrt{2}G_F N_e$  para los neutrinos, donde  $G_F$  es la constante de Fermi, y como  $V_e = -\sqrt{2}G_F N_e$  para los antineutrinos. La diferencia de los autoestados según el medio en el que se produce la propagación se observa de forma sencilla en la ecuación de Schrodinger en forma matricial. Por simplicidad comparamos la ecuación de Schrodinger en el vacío para el caso de dos neutrinos, [ecuación 1.9](#), cuya solución se muestra en la [ecuación 1.10](#), con la ecuación de Schrodinger en un medio material con densidad constante (el caso más simple de resolver de oscilación en la materia), [ecuación 1.11](#), cuya solución se muestra en la [ecuación 1.12](#). En ambos casos, la solución tiene una expresión similar definida por dos parámetros,  $\theta$  y  $\Delta m^2$ , pero el valor de dichos parámetros es diferente debido al potencial electrónico.

$$(1.9) \quad i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{\Delta m^2}{4E} U \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

$$(1.10) \quad P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E}$$

$$(1.11) \quad i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \left( \frac{\Delta m^2}{4E} \right) \begin{pmatrix} -\cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \\ \left( \frac{\Delta m^2}{4E} \right) \begin{pmatrix} -\cos(2\theta) + V_e & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

$$(1.12) \quad P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta_{Mat}) \sin^2 \frac{\Delta m_{Mat}^2 L}{4E}$$

La parámetros que definen ambas soluciones se relacionan a través del potencial debido a la densidad electrónica. Para simplificar la notación, se define la variable  $A$  como se muestra en la [ecuación 1.13](#), con lo que las [ecuaciones 1.14 y 1.15](#), pasan a ser fácilmente interpretables. Se puede concluir que la oscilación se amplifica fuertemente conforme más próximo se está a la condición de resonancia,  $\cos(2\theta) = A$ , en la cual se obtiene el mezclado máximo. Además como el signo de  $A$  depende del potencial, el efecto de materia mostrará un comportamiento contrario entre neutrinos y antineutrinos. Si la mezcla de neutrinos se incrementa, la de antineutrinos disminuye y viceversa.

$$(1.13) \quad A = \frac{2V_e E}{\Delta m^2}$$

$$(1.14) \quad \Delta m_{Mat}^2 = \Delta m^2 \sqrt{(\cos(2\theta) - A)^2 + \sin^2(2\theta)}$$

$$(1.15) \quad \sin(2\theta_{Mat}) = \frac{\sin(2\theta)}{\sqrt{(\cos(2\theta) - A)^2 + \sin^2(2\theta)}}$$

El signo de  $A$  no depende exclusivamente del signo del potencial, también lo hace del signo de la diferencia cuadrática de masas  $\Delta m^2$  (aunque en este caso, el signo es el mismo para neutrinos y antineutrinos). Esta dependencia provoca que identificando si la mezcla de los neutrinos aumenta o disminuye se pueda obtener el signo del parámetro. Sin embargo, con densidades tan pequeñas como las presentes en la Tierra, el efecto necesita distancias muy grandes para manifestarse ( $\sim 1000$  km)<sup>2</sup>.

Con el efecto de materia se completa el marco teórico necesario para estudiar los experimentos de oscilación de neutrinos realizados hasta ahora. A continuación se van a explicar las medidas de dichos experimentos.

### 1.3. Medidas de los parámetros de la oscilación

La oscilación de los neutrinos depende de 6 parámetros independientes:  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\delta_{CP}$ ,  $\Delta m_{12}^2$  y  $\Delta m_{23}^2$ . La diferencia cuadrática de masas  $\Delta m_{13}^2$  no es independiente al existir una relación entre las diferencias de masas  $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 - \Delta m_{13}^2 = 0$ .

---

<sup>2</sup>Razón por la que no será tenido en cuenta en los análisis de Double Chooz,  $\sim 1$  km

De los 6 parámetros independientes, solo faltan por medir  $\delta_{CP}$  y el signo de  $\Delta m_{23}^2$ . A continuación vamos a explicar cómo se realizaron las medidas del resto de parámetros.

### 1.3.1. $\Delta m_{12}^2$ y $\theta_{12}$

En las medidas del flujo de los neutrinos solares, realizadas para estudiar los modelos que describen las reacciones de fusión del Sol, se observó por primera vez la oscilación de neutrinos, en concreto, la oscilación asociada a los parámetros  $\theta_{12}$  y  $\Delta m_{12}^2$ . El flujo de neutrinos electrónicos presentaba una discrepancia significativa con la cantidad teórica que se espera en el Modelo Estándar Solar, lo que dio lugar a la llamada “anomalía solar”.

## Neutrinos producidos por el Sol

Los neutrinos generados en el núcleo del Sol son producidos por las reacciones de fusión de protones para formar helio. Estas reacciones son las que forman la cadena pp y el ciclo CNO, cuyo efecto conjunto es que los protones se combinan para formar helio, como se muestra en la [ecuación 1.16](#). Como todos los neutrinos son producidos por un electrón o junto a un positrón, el haz de neutrinos solares es un haz puro de neutrinos electrónicos con una energía media de 0.6 MeV. La información más elaborada del flujo de antineutrinos solares fue desarrollada por Bahcall y sus colaboradores[14][15] y ha sido frecuentemente actualizada. La [figura 1.3](#) muestra los espectros energéticos solares de los neutrinos emitidos.

$$(1.16) \quad 4p + 2e^- \rightarrow {}^4\text{He} + 2\nu_e + (26.73 \text{ MeV} - E_\nu)$$

## Experimentos radioquímicos

El primer tipo de experimento que se utilizó para detectar los neutrinos solares fueron los radioquímicos. En estos experimentos, los neutrinos procedentes del Sol interactúan con un núcleo determinado, que actúa como blanco, produciendo un isótopo radioactivo. Tras un periodo de exposición, se obtiene la cantidad de interacciones a partir de la actividad del isótopo radioactivo.

El primer experimento en encontrar la anomalía solar fue el experimento Homestake[17][18], en 1968. Este experimento, que se situó en la mina Homestake en Dakota del Sur, utilizaba núcleos de  ${}^{37}\text{Cl}$  como blanco, la reacción que produce el neutrino al interactuar con el  ${}^{37}\text{Cl}$  se muestra en la [ecuación 1.17](#), donde se observa que el producto de la interacción es el isótopo radioactivo  ${}^{37}\text{Ar}$ . La energía umbral de la reacción es 0.8 MeV. Tras un tiempo de exposición, se medía el Argón producido mediante los  $\gamma$  de sus desintegraciones. El flujo de neutrinos con más de 0.8 MeV que predecía el Modelo Estándar Solar era  $9.30 \pm 0.26$  *solar neutrino units*<sup>3</sup> (SNU), pero se observó un flujo de  $2.80 \pm 0.16$  SNU.

---

<sup>3</sup>Neutrinos por segundo en  $10^{36}$  átomos de  ${}^{37}\text{Cl}$

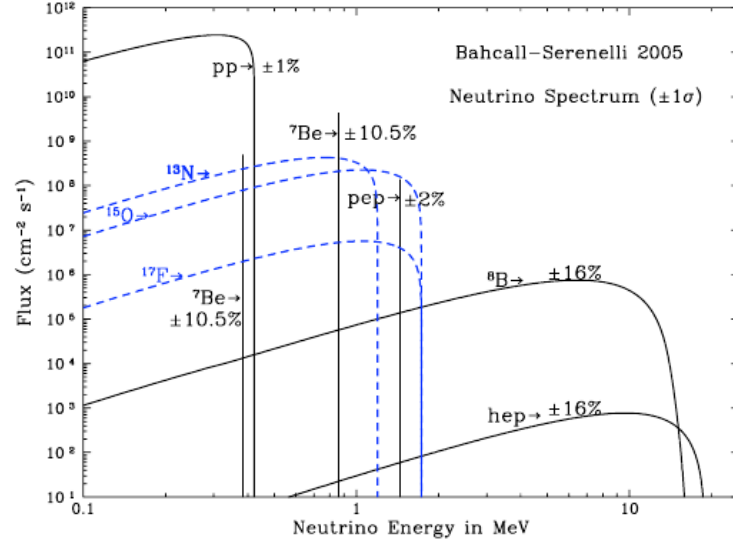


Figura 1.3: Espectros de energía de neutrinos solares emitidos por cada una de las reacciones de la cadena pp o del ciclo CNO [16]. Las líneas negras continuas corresponden a los antineutrinos generados en la cadena pp y las líneas azules discontinuas a los generados en el ciclo CNO.

$$(1.17) \quad \nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar}^* + e^-$$

Esta discrepancia provocó que otros experimentos se diseñaran para realizar medidas sobre los neutrinos solares. Entre ellos, se llevaron a cabo otros dos experimentos radioquímicos, los cuales usaron el  ${}^{71}\text{Ga}$  como blanco. Estos experimentos eran GALLEX/GNO [19] (1992-2005), que se situó en el Laboratorio Nacional Gran Sasso (LNGS), y el experimento SAGE [20] (1991-2009), que utilizó el Observatorio Nacional de neutrinos de Rusia en Baksan. Los neutrinos producían un isótopo radioactivo de germanio al interaccionar en los núcleos de  ${}^{71}\text{Ga}$ , como se observa en la ecuación 1.18. La energía umbral de la reacción era 0.2 MeV. El flujo esperado de neutrinos con más de 0.2 MeV era de  $130 \pm 5$  SNU, pero se observaron  $69.3 \pm 4.1$  (stat)  $\pm 3.6$  (syst) SNU y  $70.8 \pm 3.3$  (stat)  $\pm 3.7$  (syst) SNU respectivamente. Estas medidas confirmaron el déficit de neutrinos que había encontrado el experimento Homestake.

$$(1.18) \quad \nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}^* + e^-$$

### Detectores Cherenkov

La medida de los neutrinos solares también fue realizada por los experimentos Kamiokande y SNO, los cuales utilizaban detectores Cherenkov. Los detectores Cherenkov se basan en la luz que emite una partícula cargada, electrones o núcleos

atómicos, al viajar más rápido que la luz en un medio determinado. En los detectores de neutrinos, las partículas cargadas alcanzan estas velocidades tras la colisión cuasi-elástica de los neutrinos con dichas partículas. Estos detectores tienen la ventaja de ser detectores en tiempo real y de proporcionar información de la dirección del neutrino.

Kamiokande[21] (1986-1998), que se situó en la mina de Kamioka en Japón, utilizaba 3 kton de agua pura como blanco. Esto permitía observar los neutrinos solares mediante la reacción que aparece en la [ecuación 1.19](#), reacción dominada por los neutrinos electrónicos, cuya sección eficaz es 6 veces mayor que para los otros tipos de neutrinos porque interacciona tanto por corrientes cargadas como por corrientes neutras. El umbral de la radiación Cherenkov es menor al MeV, pero solo el 50 % de las señales con más de 5 MeV es aceptado por el *trigger*.

$$(1.19) \quad \bar{\nu}_x + e^- \rightarrow \bar{\mu}_x + e^-$$

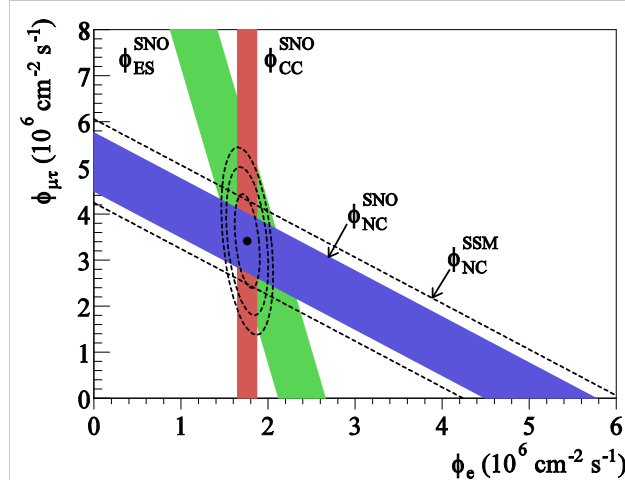
Mediante la información de la dirección de los neutrinos que proporcionan los detectores Cherenkov, Kamiokande mostró la primera evidencia de que los neutrino procedían del Sol[22]. Kamiokande y posteriormente Super-Kamiokande, el cual se explicará más adelante, confirmaron el déficit de neutrinos electrónicos solares[23].

### Confirmación de la oscilación de los neutrinos mediante neutrinos solares

El experimento SNO[24] (2001-2013), en Ontario, confirmó la oscilación de los neutrinos. Este experimento usaba agua pesada en lugar de agua pura porque, para neutrinos con más de 5.5 MeV, permitía realizar la medida mediante los 3 canales que aparecen en la [ecuación 1.20](#): dispersión elástica (ES), corrientes neutras (NC) y corrientes cargadas (CC). En el canal de las corrientes cargadas solo se observan los neutrinos electrónicos, mientras que los tres sabores pueden producir tanto corrientes neutras como dispersión elástica. En el canal de las corrientes neutras, las secciones eficaces de los tres sabores de neutrinos son iguales, mientras que en la dispersión elástica la sección eficaz de los neutrinos electrónicos es 6 veces mayor que la de los otros dos sabores. Las medidas de SNO del flujo de neutrinos en cada uno de los canales se muestra en la [tabla 1.1](#).

$$(1.20) \quad \begin{aligned} \nu_e + d &\rightarrow \ell^- + p + p \text{ (CC)} \\ \nu_x + d &\rightarrow \ell^- + n + p \text{ (NC)} \\ \nu_x + d &\rightarrow \mu_x + d \text{ (ES)} \end{aligned}$$

Con los datos de SNO para los tres canales se obtiene el mejor ajuste del flujo de neutrinos electrónicos,  $\phi_{\nu_e}$ , y del flujo de neutrinos no electrónicos,  $\phi_{\nu_\mu + \nu_\tau}$ .



**Figura 1.4:** Flujo de neutrinos no electrónicos frente a flujo de neutrinos electrónicos debidos a la desintegración del  $^8\text{B}$  en el núcleo solar. La predicción del SSM para las corrientes neutras se indica mediante líneas discontinuas[15], las franjas muestran las regiones permitidas por las medidas de SNO dentro de  $1\sigma$  para los tres canales disponibles: CC (franja roja), NC (franja azul) y ES (franja verde). El mejor ajuste de la intersección de las franjas se indica mediante el punto negro y las líneas discontinuas representan la incertidumbre a  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  y  $3\sigma$ [24].

Canal	Flujo medido en 2001 ( $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )
CC	$1.76^{+0.06}_{-0.05}(\text{stat.})^{+0.09}_{-0.09}(\text{syst.})$
NC	$5.09^{+0.44}_{-0.43}(\text{stat.})^{+0.46}_{-0.43}(\text{syst.})$
ES	$2.39^{+0.24}_{-0.23}(\text{stat.})^{+0.12}_{-0.12}(\text{syst.})$

**Tabla 1.1:** Resultados del experimento SNO que dieron lugar a la confirmación de la oscilación de los neutrinos[24].

Este ajuste se ilustra en la [figura 1.4](#), las franjas de colores muestran las regiones permitida por la medidas dentro de  $1\sigma$  y su intersección, indicada por un punto negro, que corresponde al mejor ajuste de los flujos. Las elipses punteadas muestran los contornos del 68%, 95% y 99% de nivel de confianza. El ajuste proporciona un flujo total de neutrinos de  $5.09^{+0.64}_{-0.61}$ <sup>4</sup>, consistente con el predicho por el Modelo Estándar Solar ( $5.09^{+1.01}_{-0.81}$ ). Por otro lado, en la [ecuación 1.21](#) se muestra el flujo de neutrinos no electrónicos medido, cuyo valor se encuentra a  $5.3\sigma$  de 0, probando la existencia del cambio de sabor que se deriva del fenómeno de la oscilación de los neutrinos.

$$(1.21) \quad \phi_{\nu_\mu + \nu_\tau} = 3.41^{+0.45}_{-0.45}(\text{stat.})^{+0.48}_{-0.45}(\text{syst.}) 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

### Gran ángulo de mezcla: KamLAND

El conjunto de medidas realizadas por todos los experimentos solares restringía el valor de los parámetros implicados en la oscilación,  $\theta_{\text{Sol}}$  y  $\Delta m_{\text{Sol}}^2$ . La [figura 1.5](#) muestra las cuatro regiones diferentes del plano  $\theta_{\text{Sol}} - \Delta m_{\text{Sol}}^2$  compatibles con

<sup>4</sup>Si no se especifica nada, los resultados aparecen a un 68% de nivel de confianza

los resultados: la región de ángulo de mezcla pequeño (SMA), la región de ángulo de mezcla grande con el mezclado maximizado por los efectos de materia para los neutrinos de alta energía (LMA), la región de valores de  $\Delta m_{sol}^2$  pequeños, donde los efectos de materia no se han desarrollado completamente, (LOW) y la región de valores de  $\Delta m_{sol}^2$  aún más pequeños donde la oscilación se comporta como en el vacío en todo el rango de energía de los neutrinos solares (VAC). De estas cuatro regiones, la región SMA quedó excluida por Super-Kamiokande[25].

Para confirmar definitivamente la solución se diseñó el experimento KamLAND (2003-...), que medía los antineutrinos producidos por 53 reactores nucleares a unos 180 km del detector. Al fijar la distancia fuente-detector, se puede estudiar con mucho detalle la oscilación para un  $\Delta m_{sol}^2$  determinado, en este caso, para los valores de  $\Delta m_{sol}^2$  correspondientes a las zonas SMA y LMA. Las reacciones de fisión del combustible de los reactores nucleares, que se construyen para la producción eléctrica, producen un elevado flujo de antineutrinos electrónicos ( $\sim 10^{20} \nu_e/s$ ). La detección de estos neutrinos se lleva a cabo en un detector de centellador líquido que está instalado en la mina de Kamioka y que tiene una capacidad de 1kton. La reacción utilizada es la desintegración beta inversa (IBD) mostrada en la [ecuación 1.22](#), la cual tiene una signature muy característica debida a la coincidencia temporal de dos señales, una de ellas debida al positrón y la otra a la captura del neutrón.

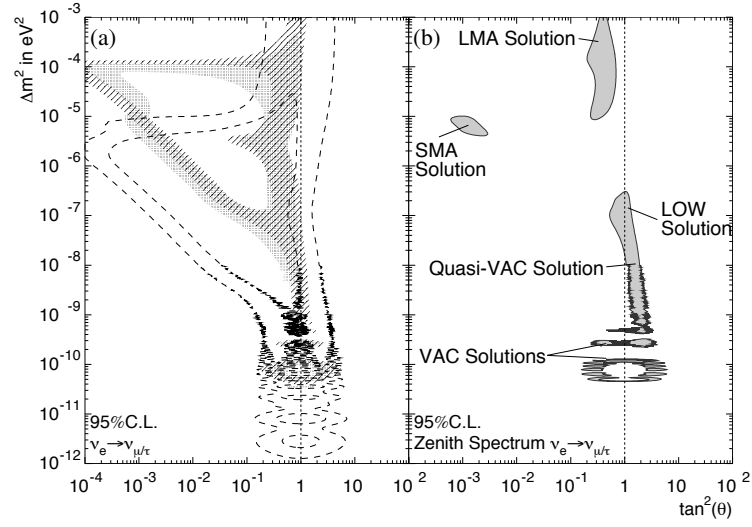
$$(1.22) \quad \nu_e + p \rightarrow n + e^+$$

Los datos recogidos por KamLAND mostraron una oscilación con un ángulo de mezcla grande (LMA), confirmada por el espectro energético de los antineutrinos detectados[26], como se ilustra en la [figura 1.6](#). Los últimos resultados de los parámetros  $\theta_{12}$  y  $\Delta m_{12}^2$ <sup>5</sup> obtenidos por KamLAND aparecen en la [ecuación 1.23](#)[27] y si además se incluyen los datos de los experimentos solares, los valores de los parámetros mejoran hasta alcanzar los que aparecen en la [ecuación 1.24](#) o la [figura 1.6](#)[27]. Es interesante remarcar que KamLAND no es capaz de distinguir el signo de la diferencia de masas porque el efecto de materia necesita una propagación mucho mayor para manifestarse, por lo que dicho signo se obtiene de los datos de los experimentos solares.

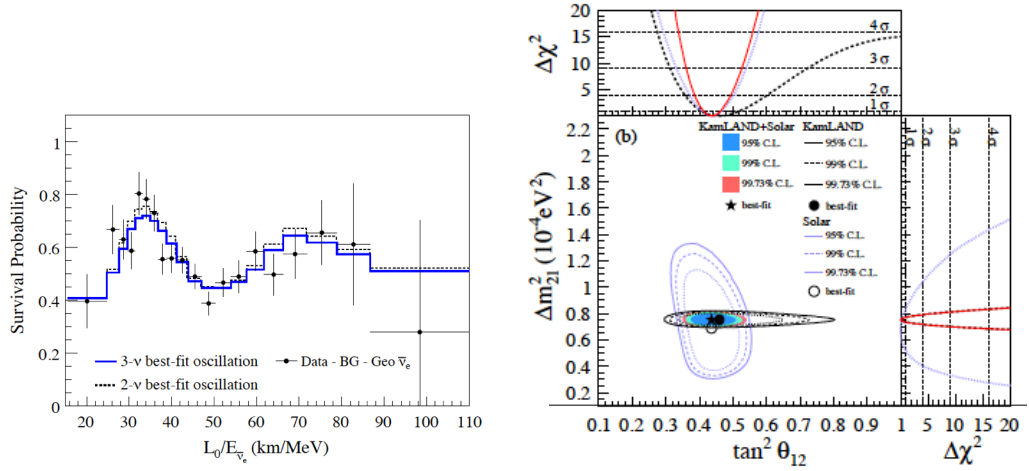
$$(1.23) \quad \begin{aligned} \tan^2 \theta_{21} &= 0.481_{-0.080}^{+0.092} \\ |\Delta m_{12}^2| &= 7.54_{-0.18}^{+0.19} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \end{aligned}$$

---

<sup>5</sup>Nótese que aquí se ha dejado de llamar parámetros solares a los parámetros de la oscilación y ahora se los asocia con la oscilación 1-2. La notación de parámetros solares se utiliza cuando se usa la aproximación de oscilación entre dos tipos de neutrinos, mientras que la notación que asocia los parámetros a la oscilación 1-2 se usa cuando las tres oscilaciones han sido tenidas en cuenta y los parámetros realmente corresponden a dicha oscilación. A pesar de usar marcos de análisis diferentes, los valores de ambos casos deben ser similares porque para los neutrinos solares el impacto de la oscilación 1-2 es mucho mayor que el del resto de oscilaciones.



**Figura 1.5:** A la izquierda, las regiones del plano  $\tan^2(\theta_{12})$ - $\Delta m_{12}^2$  permitidas como solución de la oscilación solar por los experimentos solares, excepto Super-Kamiokande. La región sombreada corresponde a datos extraídos del experimento Homestake, la región rayada a datos de SNO y la comprendida entre las líneas discontinuas a los experimentos radioquímicos de galio. A la derecha las regiones permitidas tras la combinación de los datos de los experimentos anteriores[25].



**Figura 1.6:** A la izquierda, el cociente entre el espectro de antineutrinos electrónicos medido y el predicho en el caso de no oscilación que se observa en KamLAND en función de  $L/E$ [26]. A la derecha, la representación de los resultados de KamLAND y los experimentos solares en el plano  $\tan^2(\theta_{12})$ - $\Delta m^2$ [27].

$$(1.24) \quad \tan^2 \theta_{21} = 0.436^{+0.029}_{-0.025}$$

$$|\Delta m_{12}^2| = 7.53^{+0.18}_{-0.18} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$$



### Signo de $\Delta m_{12}^2$

Los resultados de KamLAND mostraron que los parámetros  $\theta_{12}$  y  $|\Delta m_{12}^2|$  toman valores de la región LMA, lo que quiere decir que el efecto de materia se manifestaba completamente en los neutrinos solares de mayor energía ( $^8\text{B}$ ). Según la [ecuación 1.15](#), si el mezclado se maximiza, la variable  $A$  tiene que ser positiva. De acuerdo con su definición ([ecuación 1.13](#)), si  $A$  es positiva, el potencial y la diferencia de masas tienen el mismo signo. Como el potencial es positivo por tratarse de neutrinos (y no de antineutrinos),  $\Delta m_{21}^2$ <sup>6</sup> también tiene que serlo. Esto quiere decir que  $m(\nu_2) > m(\nu_1)$ , tal y como se muestra en la [ecuación 1.25](#)[26].

$$(1.25) \quad \Delta m_{21}^2 = -\Delta m_{12}^2 = 7.53_{-0.18}^{+0.18} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 > 0$$

### 1.3.2. $\Delta m_{23}^2$ y $\theta_{23}$

La historia de la medida de la pareja de parámetros  $\theta_{23}$  y  $\Delta m_{23}^2$  está asociada con la oscilación que dio lugar a la anomalía atmosférica. La anomalía atmosférica se encontró al observar la proporción entre neutrinos electrónicos y muónicos producidos en la atmósfera.

### Neutrinos atmosféricos

Los neutrinos atmosféricos son creados a partir de la interacción de las partículas primarias de los rayos cósmicos con la atmósfera. En esta interacción se producen una enorme cantidad de partículas, entre ellas una importante proporción de piones y kaones que producen la gran mayoría de los neutrinos atmosféricos mediante los procesos que se ilustran en la [ecuación 1.26](#). Si se tienen en cuenta de forma conjunta los neutrinos y los antineutrinos de cada sabor y se comparan aquellos cuyo sabor es muónico y aquellos cuyo sabor es electrónico, el número de los muónicos debe ser aproximadamente el doble. La predicción del cociente  $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$  en función de la energía de los neutrinos se ilustra en la [figura 1.7](#), donde se observa que el valor aumenta al aumentar la energía porque el muón producido no se desintegra antes de llegar al detector.

$$(1.26) \quad \begin{array}{ll} K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) & \text{branching ratio: 63.4 \%} \\ K^0 \rightarrow \pi^\mp + \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) & \text{branching ratio: 27 \%} \\ \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) & \text{branching ratio: 100 \%} \end{array}$$

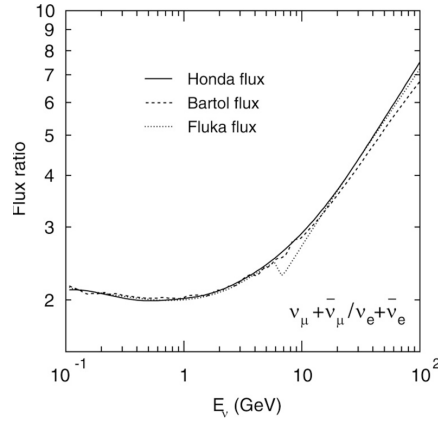
$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$$

### Detectores Cherenkov

Kamiokande[28] (1986-1998), en Japón, e IMB[29] (1985-1997), en Ohio, fueron los primeros experimentos en observar la anomalía atmosférica al medir la

---

<sup>6</sup>Llamando estado 1 al que tiene una mayor contribución de neutrinos electrónicos, la diferencia cuadrática de masas entre el estado final y el estado inicial será  $\Delta m_{21}^2$  (no  $\Delta m_{12}^2$ )



**Figura 1.7:** Predicción de la relación  $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$  en función de la energía realizada por diferentes grupos de investigación[30][31][32][33].

relación entre la cantidad de neutrinos (y antineutrinos) muónicos y la cantidad de neutrinos (y antineutrinos) electrónicos provenientes de la atmósfera próxima a 1. Estos experimentos, además de observar los neutrinos mediante las reacciones de dispersión elástica (ecuación 1.19), también incluyen la interacción del neutrino muónico mediante corrientes cargadas que se muestra en la ecuación 1.27. La medida se realiza mediante el doble cociente,  $R$ , mostrado en la ecuación 1.28, donde la predicción de la relación entre neutrinos muónicos y electrónicos se ha calculado mediante una simulación MC. Sin oscilación,  $R$  debe ser igual a uno. Los resultados obtenidos están lejos del valor predicho, como se ve en la tabla 1.2.

$$(1.27) \quad \nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$

$$(1.28) \quad R = \frac{\left( \frac{N_{\mu-like}}{N_{e-like}} \right)_{datos}}{\left( \frac{N_{\mu-like}}{N_{e-like}} \right)_{MC}}$$

Experimento	R
Kamiokande ( $E < 1.33$ GeV)[34]	$0.60^{+0.09}_{-0.08}$
Kamiokande ( $E > 1.33$ GeV)[35]	$0.57^{+0.11}_{-0.10}$
IMB[36]	$0.54^{+0.13}_{-0.13}$

**Tabla 1.2:** Magnitud  $R$  para los experimentos más importantes que realizaron medidas de neutrinos atmosféricos antes de 2011.

El detector Super-Kamiokande también es un detector Cherenkov, pero en este caso el volumen del blanco son 50 kton de agua pura en lugar de los 3 kton

de Kamiokande. Super-K consiguió, en 1998, la primera evidencia de la oscilación de neutrinos comparando los flujos de neutrinos atmosféricos con respecto al zenit ( $\Theta$ ), es decir, para diferentes distancias de propagación,  $L$ , desde la atmósfera. En la parte izquierda de la [figura 1.8](#) se muestran las predicciones y los datos de la cantidad de neutrinos electrónicos y de la cantidad de neutrinos muónicos en función del  $\cos(\Theta)$ . En ella se observa un déficit en los neutrinos muónicos que atraviesan la Tierra ( $\cos(\Theta) < -0.2$ ) compatible con la oscilación  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  indicada como una línea continua. De manera equivalente y usando la energía medida del neutrino, se comparó la predicción en el caso de no-oscilación con los datos mediante el doble cociente  $R$  en función de  $L/E$ . Como se muestra en la parte derecha de la [figura 1.8](#), los datos reproducen el comportamiento esperado en el caso de que se produzca la oscilación  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . A partir de los datos recogidos por Super-K, los valores de los parámetros de la oscilación quedaron restringidos a los que aparecen en la [ecuación 1.29](#)<sup>[37]</sup>.

$$(1.29) \quad \begin{aligned} \Delta m_{Atm}^2 &= (2.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{Atm}) &= 1.00 \pm 0.07 \end{aligned}$$

### Experimentos de aceleradores: MINOS y T2K

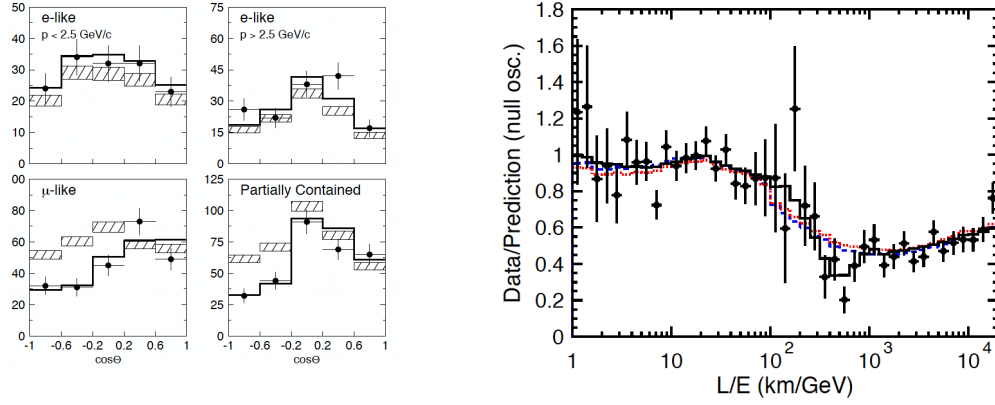
Desde que en los años 80 se encontraron las anomalías solar y atmosférica, numerosos experimentos con fuentes de neutrinos artificiales, aceleradores de partículas y reactores nucleares, se han llevado a cabo para estudiar el fenómeno. Los neutrinos producidos por el hombre tienen la ventaja de poder elegir la distancia fuente-detector y, en algunos casos, la energía de los neutrinos; lo que permite estudiar con precisión rangos concretos de  $\Delta m^2$ . En relación a la oscilación atmosférica, los experimentos de interés son los que utilizan aceleradores de partículas como fuente y, concretamente, los experimentos MINOS y T2K, que han restringido considerablemente el valor de  $\Delta m_{23}^2$  y  $\theta_{23}$ <sup>7</sup> respectivamente, como se muestra en la [figura 1.9](#) (los datos de T2K de 2014 no están incluidos).

Los experimentos de aceleradores utilizan un haz de neutrinos (o antineutrinos) muónicos que produce un acelerador para estudiar su desaparición (o la aparición de otro de los sabores de los neutrinos). La producción de estos neutrinos (o antineutrinos) muónicos se realiza a través de varios pasos<sup>[38]</sup>:

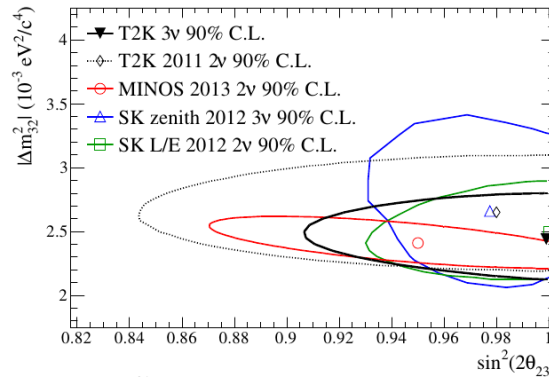
1. En el acelerador, se aceleran  $10^{13}$ - $10^{14}$  protones hasta las centenas de GeV.

---

<sup>7</sup>Nótese que aquí se ha dejado de llamar parámetros atmosféricos a los parámetros de la oscilación y ahora se los asocia con la oscilación 2-3. La notación de parámetros atmosféricos se utiliza cuando se usa la aproximación de oscilación entre dos tipos de neutrinos para describir la oscilación, mientras que la notación que asocia los parámetros a la oscilación 2-3 se usa cuando las tres oscilaciones han sido tenidas en cuenta y los parámetros realmente corresponden a dicha oscilación. A pesar de usar marcos de análisis diferentes, los valores de ambos casos deben ser similares porque para los neutrinos atmosféricos el impacto de la oscilación 2-3 es mayor que el del resto de oscilaciones.



**Figura 1.8:** A la izquierda se muestra la cantidad de neutrinos y antineutrinos recogidos en función de la dirección de la que proceden respecto al zenit ( $\cos(\Theta)$ ). Los neutrinos y antineutrinos se separan por sabores (electeónico y muónico) y por la magnitud de su momento (momento menor a 2.5 GeV/c ó mayor a 2.5 GeV/c). Los datos se indican como puntos negros, la predicción como recuadros rayados y el mejor ajuste del caso en el que se produce una oscilación  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  como una línea negra[39]. A la derecha se muestra el valor del doble cociente de los datos de Super-Kamiokande en función de L/E (puntos), el mejor ajuste de los datos a una oscilación  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  (línea negra) y los mejores ajustes de hipótesis alternativas a la oscilación: la decoherencia cuántica (línea roja) o la desintegración de neutrinos (línea azul)[40]..



**Figura 1.9:** Resultados de  $\sin^2(2\theta_{23})$ -  $\Delta m^2_{23}$  a partir de los experimentos Super-Kamiokande, T2K y MINOS[41].

2. Esos protones se dirigen hacia un blanco, generalmente de carbono, con el que colisionan los protones (la notación utilizada para referirse al número de protones que interaccionan es POT, del inglés *Protones On Target*).
3. Los piones y kaones, cuyas desintegraciones producirán los neutrinos, se focalizan mediante un campo magnetico.
4. Los piones y kaones se desintegran en el tubo de desintegración, que proporciona un espacio de vacío o baja densidad durante cientos de metros, produciendo un haz de muones y neutrinos (o antineutrinos) muónicos. Se produce un haz que contiene aproximadamente  $10^{11}$  neutrinos, con energías de varios GeV, por cada  $10^{13}$  POT.
5. La contaminación de hadrones se elimina en el absorbente de hadrones tras

el tubo de desintegración, formado por cemento con algún metal añadido. La roca entre el absorbente y el detector evita que el haz contenga muones.

6. Como resultado se produce un haz de aproximadamente  $10^{11}$  neutrinos (o antineutrinos) muónicos y una pequeña contaminación de neutrinos (o anti-neutrinos) electrónicos.

El experimento MINOS, cuyo haz es generado en Fermilab por NuMI (Neutrinos at the Main Injetion), sitúa el detector a 735 km de este. Dada la energía de los neutrinos generados, los parámetros de la oscilación pueden ser observados si  $\Delta m_{23}^2$  es del orden de  $10^{-3} \text{ eV}^2$ . Los mejores resultados de MINOS[42] se muestran en la [ecuación 1.30](#) (utilizando la jerarquía de masas normal descrita en el apartado siguiente).

$$(1.30) \quad \begin{aligned} \Delta m_{23}^2 &= 2.37_{-0.09}^{+0.09} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2(\theta_{23}) &= 0.50_{-0.15}^{+0.15} \end{aligned}$$

T2K utiliza como detector lejano a Super-Kamiokande, a 295 km del acelerador. La mayor novedad que introduce T2K respecto al resto de experimentos de aceleradores es que el detector se sitúa formando un ángulo de  $2.5^\circ$  con la dirección del haz producido en el J-PARC de Japón. Al situarse fuera de la dirección del haz, los fondos disminuyen considerablemente y el valor de la energía con la que se producen la mayor parte de los neutrinos también disminuye. A  $2.5^\circ$ , el máximo del espectro energético de los neutrinos que alcanzan el detector se encuentra a unos 600 MeV. Los resultados más precisos de T2K hasta el momento aparecen en la [ecuación 1.31](#)[43] (utilizando la jerarquía de masas normal).

$$(1.31) \quad \begin{aligned} \Delta m_{23}^2 &= 2.51_{-0.10}^{+0.10} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{23}) &= 0.514_{-0.056}^{+0.055} \end{aligned}$$

Los mejores resultados de los parámetros  $\theta_{23}$  y  $|\Delta m_{23}^2|$  son proporcionados por T2K y MINOS respectivamente. Sus valores (para la jerarquía de masas normal) aparecen en la [ecuación 1.32](#)[42][43].

$$(1.32) \quad \begin{aligned} |\Delta m_{23}^2| &= 2.37_{-0.09}^{+0.09} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2(2\theta_{23}) &= 0.514_{-0.056}^{+0.055} \end{aligned}$$

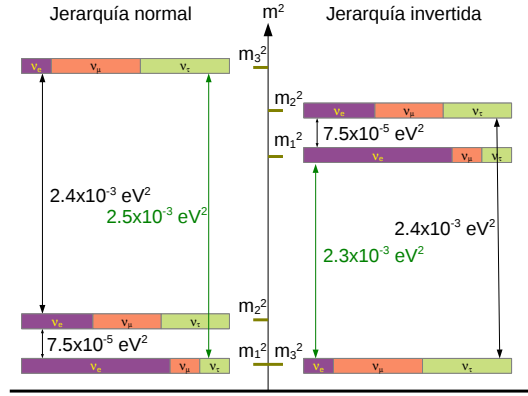


Figura 1.10: Representación gráfica de las dos posibles jerarquías de masas. En la parte izquierda está la jerarquía de masas normal y en la parte derecha se encuentra la jerarquía invertida.

### Signo de $\Delta m_{23}^2$ : Jerarquía de masas

El valor absoluto de  $\Delta m_{23}^2$  ha sido determinado, no así su signo. Al desconocer el signo, las dos jerarquías de masas que aparecen en la figura 1.10 son posibles: la jerarquía normal en la que  $m(\nu_3) > m(\nu_2) > m(\nu_1)$  y jerarquía inversa con  $m(\nu_2) > m(\nu_1) > m(\nu_3)$ . La jerarquía de masas juega un papel crucial a la hora de formular un modelo que permita explicar la masa observada de los neutrinos, los patrones de mezcla observados y su relación con las masas de los fermiones cargados.

Anteriormente se ha especificado que la jerarquía de masas considerada en los resultados mostrados en las ecuaciones 1.30, 1.31 y 1.32 es la jerarquía de masas normal. Durante el resto de la tesis se considerará que la jerarquía de los neutrinos es la jerarquía normal salvo que se indique lo contrario. Los valores de los parámetros asociados a las oscilaciones entre los autoestados de masa 2 y 3 y entre los autoestados masa 1 y 3 puede variar ligeramente, aunque los efectos cualitativos serán similares.

#### 1.3.3. $\theta_{13}$

Los dos parámetros restantes que definen las oscilaciones de neutrinos son  $\theta_{13}$  y  $\delta_{CP}$ . La medida de  $\delta_{CP}$  es muy importante en el campo de la astrofísica y la cosmología, pero para su medida mediante los experimentos de oscilaciones se necesita conocer  $\theta_{13}$ .

El parámetro  $\theta_{13}$  puede ser medido mediante dos oscilaciones diferentes. Por un lado puede utilizarse la probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos producidos en los reactores y, por otro, la probabilidad de oscilaciones de los neutrinos muónicos de los aceleradores a neutrinos electrónicos. Las expresiones que relacionan dichas probabilidades con  $\theta_{13}$  se muestran a continuación.

### Probabilidad de supervivencia: $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$

Las probabilidades de oscilación de los antineutrinos se obtienen de las expresiones de los neutrinos mediante relaciones de simetría. La simetría CPT relaciona la probabilidad de oscilación de un neutrino  $\alpha$  a un neutrino  $\beta$  con la probabilidad de oscilación de un antineutrino  $\beta$  a un antineutrino  $\alpha$ ,  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha)$ . En el caso de interés, nos permite relacionar la probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos con la probabilidad de supervivencia de los neutrinos electrónicos mediante la relación  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ , donde se observa que la probabilidad de supervivencia es la misma.

Asumiendo que no hay efectos de materia, la probabilidad de supervivencia de los antineutrinos electrónicos se muestra en la [ecuación 1.33](#) que se ha obtenido a partir de la [ecuación 1.8](#). En los experimentos donde se mide la supervivencia de los antineutrinos producidos en reactores nucleares con el fin de medir  $\theta_{13}$ ,  $L$  es  $\sim 1\text{km}$ . A esta distancia la oscilación 1-2 no se ha desarrollado todavía y se puede despreciar el segundo término de la [ecuación 1.33](#). En estos casos, para los que  $\Delta m_{12}^2 \sim 0$ , se puede utilizar la aproximación  $\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{23}^2$ , obteniéndose la [ecuación 1.34](#). Dicha ecuación muestra que el comportamiento es el de una oscilación entre dos sabores ([ecuación 1.10](#)).

$$(1.33) \quad P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - c_{13}^4 \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \Delta m_{12}^2 \frac{L}{4E} - c_{12}^2 \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \Delta m_{13}^2 \frac{L}{4E} - s_{12}^2 \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \Delta m_{23}^2 \frac{L}{4E}$$

$$(1.34) \quad P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \Delta m_{13}^2 \frac{L}{4E}$$

### Probabilidad de aparición, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ y $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ , y simetría CP

En la probabilidad de aparición se van a despreciar los efectos de materia para mostrar cierto paralelismo con la probabilidad de supervivencia, sin embargo, las distancias fuente-detector de los experimentos que miden esta oscilación son relativamente grandes, por lo que dicho efecto podría manifestarse débilmente, hecho que es tenido en cuenta por los propios experimentos.

Las expresiones que la [ecuación 1.8](#) proporciona para la probabilidad de aparición de neutrinos o antineutrinos electrónicos a partir de muónicos son de una complejidad mayor que las que se obtienen para la probabilidad de supervivencia, lo que se observa claramente en la [ecuación 1.35](#). Los experimentos donde se estudia la aparición de  $\nu_e$  están diseñados para ser sensibles a las oscilaciones 2-3 y 1-3, de forma que la distancia fuente-detector ( $L$ ) es pequeña para observar la oscilación 1-2 dada la energía del haz de  $\nu_{\mu}$  ( $E$ ). Por tanto, se pueden hacer las mismas aproximaciones que en el caso anterior  $\Delta m_{12}^2 \sim 0$  y  $\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{23}^2$ . Si, adicionalmente, se

asume la simetría CP ( $\delta_{CP} = 0, \pi$ ), la cual provoca que la oscilación de neutrinos y antineutrinos sea igual, generando la expresión de la [ecuación 1.36](#).

(1.35)

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = & \sin^2(2\theta_{13}) s_{23}^2 \sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) + \\
 & 8c_{13}^2 s_{12} s_{13} c_{12} c_{23} \cos(\delta_{CP}) \cos\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \\
 & - 2 \sin^2(2\theta_{13}) s_{12}^2 s_{23}^2 \cos\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \\
 & + 2c_{13}^2 \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{23}) s_{13} \sin(\delta_{CP}) \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \\
 & + 4c_{13}^2 s_{12}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - 2c_{12} c_{23} s_{12} s_{23} s_{13} \cos(\delta_{CP})) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right)
 \end{aligned}$$

(1.36)

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = s_{23}^2 \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right)$$

Sin embargo, a diferencia de la simetría CPT (de la cual, no existen ejemplo de violación), se han encontrado procesos en el sector de los quarks que violan la simetría CP. En el caso de que esta violación se produzca también en el sector de los leptones, la diferencia entre las probabilidades de neutrinos y antineutrinos para esta oscilación sería la que se expresa en la [ecuación 1.37](#). Esta ecuación muestra que si se produce la violación CP y, como consecuencia, los neutrinos y los antineutrinos tienen un comportamiento diferente en el fenómeno de oscilación, todos los ángulos de mezcla tienen que ser distintos de 0 y la fase de violación CP distinta de 0 y  $\pi$ .

$$\begin{aligned}
 \Delta P_{\mu e} \equiv & P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = \\
 (1.37) \quad & 4 \cos^2(\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{23}) \sin(\theta_{13}) \sin(\delta_{CP}) \cdot / \\
 & \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right)
 \end{aligned}$$

## Medida

A partir de las expresiones obtenidas para las probabilidades, lo más conveniente para la medida de  $\theta_{13}$  es usar reactores nucleares como fuente de antineutrinos electrónicos, con energías del orden del MeV, y estudiar su desaparición a aproximadamente 1 km para realizar la medida de  $\theta_{13}$ . A esta distancia  $L/E$  es tal que se puede considerar nula la oscilación 1-2, es decir,  $\Delta m_{12}^2 \sim 0$  y  $\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{23}^2$ , y, por tanto sería válida la aproximación de la oscilación de 2 neutrinos ([ecuación](#)



1.34). Aunque tampoco es despreciable la opción realizar la medida a partir de la aparición de neutrinos electrónicos en un haz de neutrinos muónicos utilizando la misma relación  $L/E$  que en el caso de los reactores nucleares, como es el caso de T2K y MINOS que tienen un  $L/E$  adecuado para observar la oscilación  $\Delta m_{23}^2$ . En cualquier caso, esta medida conlleva más dificultades que las de los otros ángulos porque, a diferencia de  $\theta_{12}$  ó  $\theta_{23}$ , el valor del parámetro  $\theta_{13}$  es pequeño, tanto es así que en 2011 solo se contaba con el límite superior que estableció el experimento CHOOZ en 1999.

Los experimentos de reactores recogen una estadística mayor que los experimentos de aceleradores por la gran cantidad de antineutrinos que emiten los reactores ( $\sim 10^{22}$  antineutrinos cada segundo, mientras que los aceleradores emiten unos  $10^{11}$ - $10^{12}$ ). Además, para el caso de los aceleradores, la probabilidad de este proceso de oscilación depende de, además de  $\theta_{13}$ , de la fase  $\delta_{CP}$ , que no es conocida, y del signo de  $\Delta m_{13}^2$  si se tienen en cuenta efectos de materia. Por otro lado, la información de la medida de aceleradores complementa la información que se puede obtener de los experimentos de reactores permitiendo una medida de  $\delta_{CP}$  a partir de la medida de  $\theta_{13}$  de los reactores.

El experimento CHOOZ utilizaba los reactores de la central nuclear de Chooz para medir la desaparición con un detector situado a 1 km de los reactores. Este detector utilizaba líquido centellador para observar la desintegración beta inversa inducida por los antineutrinos electrónicos. CHOOZ excluyó una gran porción del plano  $\sin^2(2\theta_{13}) - \Delta m_{13}^2$ , en concreto para  $\Delta m_{13}^2 = 2.37 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.15$  [44]. Esta medida tiene una incertidumbre estadística del 2.8 % y una incertidumbre sistemática del 2.7 %. Los diferentes componentes de la incertidumbre sistemática se muestran en la [tabla 1.3](#), donde se observa que la predicción del flujo de los reactores es la componente principal. La incertidumbre estadística estuvo limitada principalmente por el tiempo de vida del centellador, cuya degradación causó el fin del experimento.

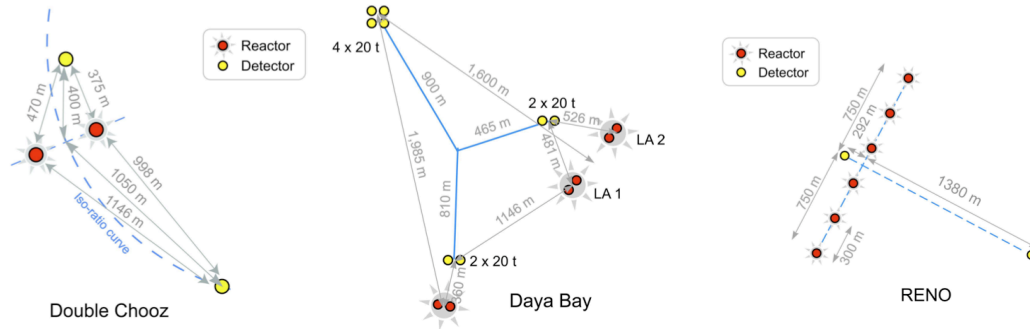
$$(1.38) \quad \sin^2(2\theta_{13}) < 0.15$$

Incertidumbre sistemática	Error relativo
Predicción del flujo de los reactores	2.1 %
Eficiencia de detección de antineutrinos	1.5 %
Número de protones en el detector	0.8 %
TOTAL	2.7 %

*Tabla 1.3:* Componentes de la incertidumbre sistemática del experimento CHOOZ.

## Nueva generación: Double Chooz, Daya Bay y RENO

Tras el límite establecido por CHOOZ, se desarrolla una nueva generación de experimentos para medir el parámetro  $\theta_{13}$ . Esta generación está compuesta por



**Figura 1.11:** Posición relativa entre los detectores y reactores en los experimentos Double Chooz (izquierda), Daya Bay (centro) y RENO (derecha).

los experimentos Double Chooz, Daya Bay y RENO. Todos estos experimentos establecieron los detectores en torno al kilómetro de distancia de los correspondientes reactores (1.05 km Double Chooz, 1.7 km Daya Bay y 1.3 km RENO), donde la probabilidad de desaparición de antineutrinos se encuentra cerca del máximo.

Estos experimentos introdujeron mejoras respecto a CHOOZ para aumentar considerablemente su sensibilidad. La principal mejora fue la introducción de un segundo detector cerca de las fuentes para reducir el error sistemático asociado al flujo de antineutrinos emitidos por los reactores. Otra novedad importante fue utilizar un líquido centellador cuyo tiempo de vida es mucho mayor, lo que unido al aumento del volumen de los detectores permite recoger una mayor estadística. Gracias a estas mejoras, y a otras menos significativas, los tres experimentos han conseguido realizar medidas con suficiente sensibilidad para medir  $\theta_{13}$ .

La concepción de estos experimentos como experimentos multidetector con varias fuentes (utilizan más de un reactor como fuente de antineutrinos) hace que la posición relativa de los detectores respecto a los reactores sea relevante. A continuación se describen brevemente los experimentos y se muestran los mejores resultados.

**Double Chooz:** Está localizado en la central nuclear de Chooz, localidad del norte de Francia, cerca de la frontera con Bélgica. Los antineutrinos son producidos por dos reactores de una potencia térmica de 4.25 GW. El detector lejano se sitúa a 1050 metros de los reactores, donde estaba ubicado el detector del experimento CHOOZ, y el detector cercano a 400 metros (figura 1.11). Ambos detectores son idénticos y tienen un blanco de 8.3 ton. Para reducir los fondos los detectores se sitúan a una profundidad equivalente a 300 metros de agua (mwe) en el caso del detector lejano y 150 mwe en el caso del cercano. El detector lejano está tomando datos desde abril de 2011 y el cercano desde noviembre de 2014.

A finales de 2011, Double Chooz fue el primero de los tres experimentos en obtener una indicación de que  $\theta_{13}$  era distinto de 0[1]. Actualmente, su mejor resultado publicado utilizando únicamente el detector lejano es el que aparece en la

ecuación 1.39[45]. La sensibilidad de esa medida se espera que sea mejorada hasta 0.01 tras tres años tomando datos con el detector cercano, sensibilidad que mejora considerablemente la esperada tras el diseño que era del 0.03[46], la cual prácticamente se ha alcanzado con un solo detector.

$$(1.39) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.090^{+0.032}_{-0.029}$$

**Daya Bay:** Situado en el sudeste de China, Daya Bay estudia los antineutrinos producidos por tres centrales nucleares diferentes, Daya Bay, Ling Ao I y Ling Ao II cada una con dos reactores nucleares. Los reactores de esta centrales poseen una potencia térmica de 2.9 GW. Los antineutrinos son observados con cuatro detectores idénticos que actúan como detectores lejanos (figura 1.11). Los cuatro detectores están situados en la misma ubicación a una profundidad de 860 mwe y a  $\sim 1.7$  km de los reactores. Además de estos cuatro detectores, Daya Bay utiliza otros cuatro detectores como detectores cercanos. Estos detectores están ubicados por parejas en dos localizaciones diferentes, una cercana a los reactores de la central nuclear de Daya Bay y otra a los reactores de la centrales Ling Ao I y Ling Ao II. En ambos casos, la profundidad es de 250 mwe.

La configuración de Daya Bay se pensó para poder llevar a cabo la medida de  $\theta_{13}$  en el caso de que  $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.03$ , que era la máxima sensibilidad esperada para Double Chooz. Daya Bay debía alcanzar una sensibilidad mejor que 0.01 a 90 % de nivel de confianza[47]. Esta sensibilidad se alcanza mediante la reducción de la incertidumbre estadística debida al uso de seis reactores y cuatro detectores lejanos (con un volumen de blanco,  $\sim 20$  ton) y mediante la reducción de la incertidumbre sistemática de detección al usar varios detectores en una misma ubicación. Daya Bay es el experimento que actualmente tiene la mejor medida de  $\theta_{13}$ , la cual se muestra en la ecuación 1.40[48]

$$(1.40) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.084 \pm 0.005$$

**RENO:** Es un experimento similar a Double Chooz, pero con un volumen de blanco en el detector mayor,  $\sim 16$  ton, y con una mayor potencia total en los reactores. Ubicado en Corea del Sur, utiliza una central nuclear con 6 reactores alineados, entre el primero y el último hay una distancia de 1.3 km, que tienen una potencia térmica total de 16.4 GW. Los dos detectores de RENO están ubicados a 300 m y 1380 m del centroide de los reactores (figura 1.11) y la profundidad es 120 mwe y 450 mwe respectivamente. El resultado actual de  $\theta_{13}$  obtenido por RENO se muestra en la ecuación 1.41[49].

$$(1.41) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.082 \pm 0.009 (stat.) \pm 0.006 (syst.)$$

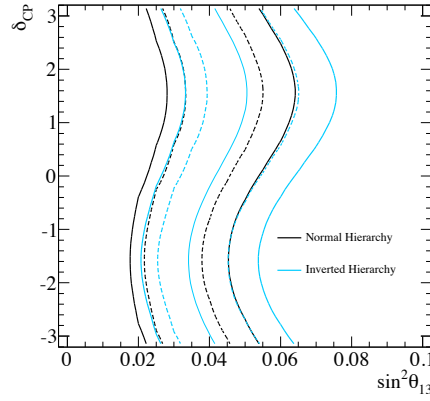


Figura 1.12: Resultados de T2K[50] en el plano  $\delta_{CP}$ - $\sin^2(\theta_{13})$  para jerarquía normal (negro) e inversa (celeste).

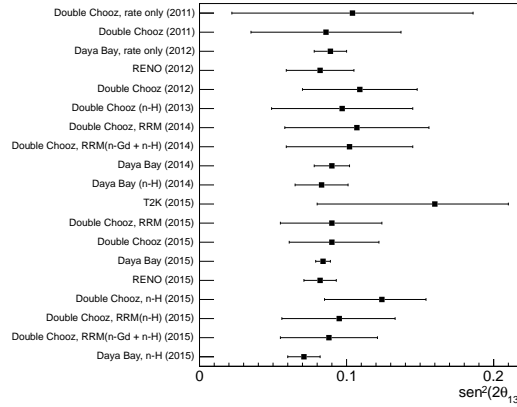


Figura 1.13: Evolución de la medida del valor de  $\theta_{13}$ .

**Medidas en aceleradores (T2K):** El ángulo de mezcla  $\theta_{13}$  también se manifiesta en los aceleradores mediante la aparición de neutrinos electrónicos en un haz de neutrinos muónicos, la cual depende de los tres ángulo de mezcla,  $|\Delta m_{23}^2|$  y  $\delta_{CP}$ . Asumiendo que  $|\Delta m_{23}^2| = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ , El mejor ajuste del resto de parámetros proporcionado por T2K[51] ha proporcionado el resultado de la figura 1.12, en el que se observa claramente la dependencia existente entre los valores de  $\theta_{13}$  y  $\delta_{CP}$ . Con estos datos, si se cumple la simetría CP ( $\delta_{CP} = 0$ ), T2K predice el valor de la ecuación 1.42 para  $\theta_{13}$ , resultado que muestra una tensión con los proporcionados por los experimentos de reactores, esta diferencia se reduce si se considera  $\delta_{CP} \sim -\pi/2$ .

$$(1.42) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.140^{+0.038}_{-0.032}$$

Las experimentos más importantes para la medida de  $\theta_{13}$  acaban de ser descritos. La evolución de la medida de  $\theta_{13}$  debida a estos experimentos se muestra en la figura 1.13.

### 1.3.4. Cuestiones abiertas

Tras la medida de  $\theta_{13}$ , para completar la descripción del fenómeno de oscilación de neutrinos solo resta realizar la medida de la fase de violación CP,  $\delta_{CP}$ , y determinar la jerarquía de masas. Tanto la medida de  $\delta_{CP}$  como la jerarquía de masas pueden ser determinadas mediante experimentos de aceleradores. Si la distancia acelerador-detector es suficientemente larga, el resultado de los efectos de materia incrementaría la mezcla de neutrinos en jerarquía normal o de antineutrinos en jerarquía inversa. La violación CP también genera diferencias entre neutrinos y antineutrinos a largas distancias, por lo que los experimentos deben ser cuidadosos al determinar los efectos de uno y otro.

Hay varios experimentos de aceleradores que en un futuro podrían realizar estas medidas. El experimento T2K, cuya distancia acelerador-detector no es suficiente para observar los efectos de materia, es sensible al valor de la fase de violación CP como se ha mostrado en la [figura 1.12](#). Una futura mejora en el detector Super-Kamiokande (Hyper-Kamiokande[52]) aumentará su potencial para medir  $\delta_{CP}$ . El experimento NO $\nu$ A[53], cuya distancia acelerador-detector es  $\sim 810$  km, debería observar tanto el efecto de violación CP como el efecto de materia. El experimento DUNE (antiguo LBNE[54]), cuyo acelerador genera un espectro con un amplio pico alrededor de 2.5 GeV y la distancia acelerador-detector es 1300 km, obtendrá la medida de  $\delta_{CP}$  con una sensibilidad muy alta, por lo que debería ser capaz de conseguir un valor de dicho parámetro, siendo también capaz de determinar la jerarquía de masas en el caso de que no se haya determinado con anterioridad.

La jerarquía de masas también puede ser determinada por experimentos que no requieren aceleradores. La desaparición de los neutrinos muónicos atmosféricos al atravesar la Tierra es sensible a los efectos de materia (Hyper-Kamiokande, IceCUBE-PINGU[55] y KM3Net-ORCA[56]). JUNO[57] abordará la medida a partir del impacto de la jerarquía en el primer mínimo de la oscilación 1-2 en los neutrinos electrónicos producidos en los reactores. Por último, mencionar que también se están desarrollando experimentos para estudiar modelos más complejos como neutrinos cuya naturaleza se corresponde con una partícula de Majorana (el neutrino es su propia antipartícula) o la existencia de neutrinos estériles (neutrinos que solo interaccionan mediante la fuerza gravitatoria).

## Capítulo 2

# EXPERIMENTO DOUBLE CHOOZ

*“El experimento es el único juez  
de la verdad científica”  
Richard Feynman*

El experimento Double Chooz mide el ángulo de mezcla  $\theta_{13}$  a partir del déficit de antineutrinos electrónicos en el flujo emitido por los reactores de la central nuclear de Chooz. En este capítulo se describe la configuración experimental del mismo, comenzando con una breve introducción en la [sección 2.1](#). El flujo de antineutrinos emitidos por los reactores se detalla en la [sección 2.2](#) y el método de detección en la [sección 2.3](#). El detector, explicado en la [sección 2.4](#), está optimizado para la detección de antineutrinos por dicho método. Por último, la [sección 2.5](#) describe cómo se procesa la información desde que es recogida por el detector hasta que los datos tienen un formato adecuado para realizar el análisis.

### 2.1. Double Chooz

El experimento Double Chooz está situado en la central nuclear de Chooz, que está situada junto al pueblo homónimo en la región francesa de las Árdennas. Double Chooz está diseñado para medir  $\theta_{13}$  a partir de la desaparición de los antineutrinos electrónicos producidos en la central nuclear. Los reactores de la misma son una fuente pura de una gran cantidad de antineutrinos electrónicos, una pequeña parte de los cuales se manifiestan en los detectores mediante la desintegración beta inversa (IBD<sup>1</sup>), [ecuación 2.1](#). El experimento utiliza dos detectores, el detector lejano (FD) que observa la desaparición de los antineutrinos cerca del máximo de la oscilación y el detector cercano (ND) que permite reducir el error sistemático mediante la medida del flujo de antineutrinos a una distancia donde la oscilación apenas ha empezado a desarrollarse. El FD entró en funcionamiento en 2011, mientras que el

---

<sup>1</sup>La mayoría de los acrónimos que aparecen en la tesis provienen de las siglas en inglés.

ND comenzó la toma de datos a finales de 2014. Esta tesis se centra en los análisis realizados con el FD mientras el ND estaba en construcción. En el [capítulo 8](#) se mostrará la primera medida de  $\theta_{13}$  con los datos de los dos detectores a partir de una muestra de 9 meses de datos.

$$(2.1) \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

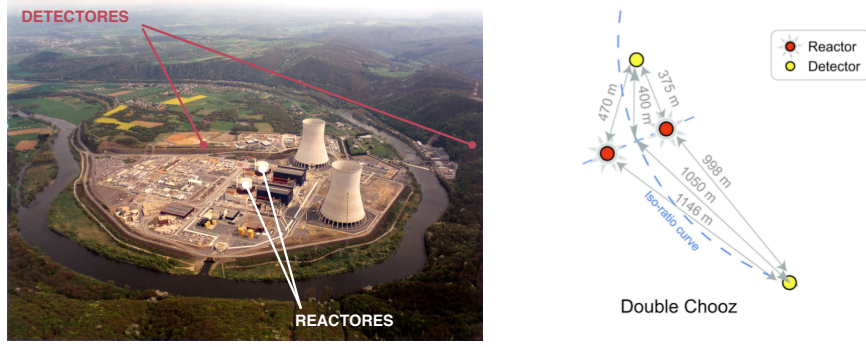
La ubicación de los detectores se muestra en la [figura 2.1](#). El ND, para el que se construyó el laboratorio que lo alberga, se sitúa a 400 metros de los reactores y tiene una protección frente a muones de 120 mwe. El FD, que usa la ubicación construida para el detector del experimento CHOOZ, se sitúa a 1050 metros de los reactores con una protección frente a muones de 300 mwe. Los detectores identifican la reacción IBD mediante los dos productos de la [ecuación 2.1](#), un positrón y un neutrón. El neutrón produce su señal al ser capturado por un núcleo, proporcionando dos canales para observar los antineutrinos dependiendo de cual es dicho núcleo, gadolinio o hidrógeno. Cuando un neutrón es capturado por un núcleo de hidrógeno, la energía emitida se encuentra en el rango de energía de la radioactividad natural, mientras que en el caso de una captura en gadolinio, la energía es considerablemente mayor. Debido al bajo fondo esperado en este último canal, el blanco del detector se dopó con gadolinio y su diseño está optimizado para usar este canal.

El proceso de medida consiste en comparar los antineutrinos observados en el FD con una predicción. Cuando se usan solo datos del FD, la predicción se realiza a partir de simulaciones de Montecarlo (MC), mientras que en el caso de dos detectores, se pueden comparar los datos de ambos. Para obtener una medida precisa, la simulación debe reproducir fielmente todos los procesos reales desde que los antineutrinos interactúan en el detector hasta que los datos de los procesos físicos detectados en el experimento han sido almacenados. Solo se ha utilizado el MC para reproducir las señales generadas por los antineutrinos, proporcionando unas muestras libres de fondos. No se utiliza ninguna simulación de los fondos debido al desconocimiento que existe sobre sus fuentes (flujo de muones, radiopureza de los materiales) y, en algunos casos, sobre su mecanismo de producción o sus modos de desintegración. En su lugar, la estimación de los mismos se realiza a partir de los datos.

## 2.2. Flujo de antineutrinos

Como se acaba de mencionar, la predicción de antineutrinos se realiza mediante una simulación de MC. La simulación tiene dos partes: la determinación de la cantidad de interacciones de los antineutrinos emitidos por los reactores y la simulación de la respuesta del detector. En ambos casos, hay que conocer con exactitud los procesos físicos involucrados. En esta sección se comenzarán a describir los procesos físicos que intervienen en la determinación de la cantidad de interacciones.





**Figura 2.1:** A la izquierda, una fotografía aérea de la central nuclear, en la que está indicada la posición de los reactores y los detectores y a la derecha un esquema que muestra la posición relativa de los reactores y los detectores de Double Chooz.

Como las interacciones de los antineutrinos en el detector se producen a través de la desintegración  $\beta$  inversa (IBD), la cantidad de antineutrinos observado por los detectores ( $n^{IBD}$ ) está descrita por la [ecuación 2.2](#), donde  $\sigma^{IBD}(E)$  es la sección eficaz de la reacción IBD,  $N_p$  es el número de protones que actúan como blancos en el detector y  $\Phi_{\bar{\nu}_e}(E, t)$  es el flujo de antineutrinos emitidos por los reactores que llega al detector, variable cuya predicción se explica en los siguientes apartados.

$$(2.2) \quad n^{IBD} = \int \int \sigma^{IBD}(E) N_p \Phi_{\bar{\nu}_e}(E, t) dE dt$$

### 2.2.1. Predicción del flujo emitido por los reactores

Los dos reactores de la central nuclear de Chooz son reactores de agua a presión N4 propiedad de la compañía eléctrica francesa *Électricité de France* (EDF). Cada reactor tiene una potencia térmica nominal de 4.25 GW y produce unos 1.49 GW de electricidad. La producción de esta energía eléctrica se lleva a cabo mediante las reacciones de fisión que se producen en el núcleo del reactor. Los núcleos resultantes de la fisión sufren varias desintegraciones hasta llegar a un isótopo estable. Muchas de estas desintegraciones se producen mediante la desintegración  $\beta^-$  en la que se genera un antineutrino electrónico.

Para obtener una predicción del flujo de estos antineutrinos, en primer lugar hay que determinar el número de procesos de fisión por unidad de tiempo ( $\phi_{fis}(t)$ ). Esta frecuencia se obtiene de la potencia térmica instantánea de los reactores ( $P_{th}(t)$ ), proporcionada por la central nuclear en intervalos de 1 minuto con una precisión de un 0.5 %, y la energía media liberada en los procesos de fisión ( $\langle E \rangle_f(t)$ ), tal como se observa en la [ecuación 2.3](#). La energía liberada por fisión depende del núcleo que se fisiona. En los reactores, el  $^{235}\text{U}$  constituye el principal isótopo fisible, pero también aparecen contribuciones significativas de los isótopos  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  y  $^{238}\text{U}$  (a partir de estos cuatro isótopos se generan más del 99.7 % de las reacciones de



fisión). Por tanto, la energía media liberada por fisión en el reactor es la media ponderada de la energía de fisión de cada isótopo (tabla 2.1). La dependencia temporal de la variable aparece porque la composición isotópica del reactor varía con el tiempo, como se observa en la ecuación 2.4, donde  $\alpha_i$  es la fracción isotópica del isótopo  $i$  en el reactor. El error de la energía media,  $\sim 0.2\%$ , proviene principalmente de la propagación de los errores de la energía media de los isótopos.

$$(2.3) \quad \phi_{fis}(t) = \frac{P_{th}(t)}{E_f(t)} /$$

$$(2.4) \quad E_f(t) = \sum_j \alpha_j(t) \langle E_f^j \rangle$$

	<sup>235</sup> U	<sup>238</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu
$\langle E_f^i \rangle$ (MeV)	201.9 $\pm$ 0.5	205.5 $\pm$ 0.9	210.0 $\pm$ 0.6	213.6 $\pm$ 0.7

Tabla 2.1: Energía media liberada por fisión de los isótopos principales del reactor[58]: <sup>235</sup>U[59], <sup>238</sup>U[60], <sup>239</sup>Pu[61] y <sup>241</sup>Pu[62].

En cuanto a las fracciones isotópicas, EDF proporciona la composición inicial del combustible, por lo que en el instante inicial son conocidas. Sin embargo, no conocemos su evolución durante el funcionamiento de los reactores, además, la fracción isotópica no es la misma para los dos reactores, por lo que el cálculo debe realizarse para cada reactor por separado. La evolución del combustible es simulada por el código MURE[63][64], a partir de los parámetros proporcionados por EDF (potencia térmica instantánea y composición y localización de cada una de las celdas de combustible). La figura 2.2 muestra la predicción de las fracciones isotópicas del combustible obtenida con MURE durante un ciclo de operación del reactor. En cada ciclo, cuya duración es aproximadamente un año, un tercio de las celdas de combustible contienen combustible nuevo, mientras que las restantes contienen combustible parcialmente usado. La incertidumbre se obtiene variando los parámetros iniciales de la simulación y se traduce en un error del 0.8% en la normalización del flujo de antineutrinos. Estos resultados han sido validados mediante la comparación tanto con los resultados de una simulación diferente, DRAGON[64][65], como con los resultados obtenidos de los residuos del combustible consumido por el reactor Takahama-3[66].

El número de procesos de fisión por unidad de tiempo se relaciona con el de antineutrinos emitidos ( $\phi_{\bar{\nu}_e}(t)$ ) multiplicando por el número medio de antineutrinos por fisión, que se puede expresar como la integral de su espectro de energía,  $S(E, t)$ , como se muestra en la ecuación 2.5. De esta manera, se obtendrá el número de antineutrinos que interactúan mediante la IBD convolucionando la sección eficaz

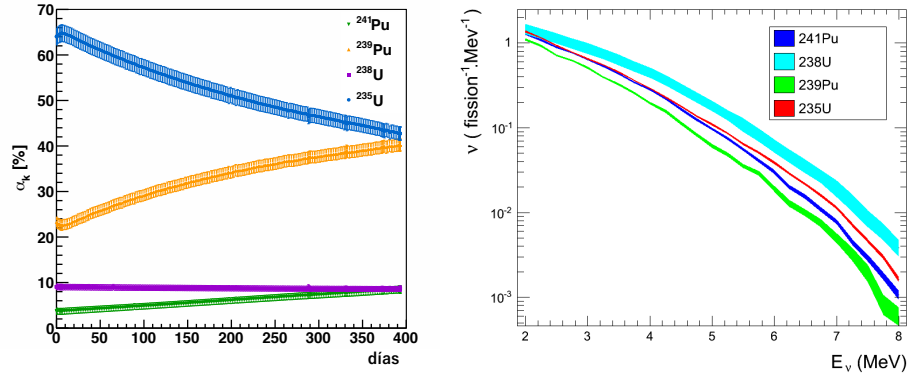


Figura 2.2: A la izquierda, la evolución de las fracciones isotópicas de los reactores obtenidas con el código MURE[67], incluyendo el error. A la derecha, la predicción de los espectros de los antineutrinos producidos por los cuatro principales isótopos de fisión presentes en los reactores nucleares[68] a un 90 % de nivel de confianza.

de este proceso,  $\sigma_{IBD}(E)$ , con el espectro  $S(E, t)$  antes de que se produzca la integración.

$$(2.5) \quad \Phi_{\bar{\nu}_e}(t) = \frac{(P_{th}(t)(t))}{E_f(t)\langle \rangle} \int S(E, t) dE$$

Los espectros producidos por cada isótopo,  $S_j(E)$ , deben ser determinados con la menor incertidumbre posible, no solo para tener una predicción precisa del número de antineutrinos generados, sino también porque la forma de su espectro es utilizada para medir  $\theta_{13}$ , ya que la amplitud de la oscilación de los neutrinos depende de su energía. El espectro correspondiente a cada isótopo es la suma de los producidos por todas las posibles ramas de desintegración de sus productos de fisión, pesados por la proporción de desintegraciones que ocurren por dicha rama. Hay más de 10000 ramas de desintegración que contribuyen a cada espectro, calcular cada uno de ellos a partir de las bases de datos nucleares es un reto, tanto a nivel teórico como a nivel experimental. Teniendo en cuenta el estado actual de las bases de datos nucleares, se puede conseguir un espectro con una precisión del 10 %.

$$(2.6) \quad S(E, t) = \sum_j \alpha_j(t) S_j(E)$$

Para mejorar la precisión, los espectros de antineutrinos se obtienen a partir del espectro de los espectros electrónicos producidos en las mismas desintegraciones  $\beta$ . En el caso de los núcleos fisionables  $^{235}\text{U}$ [59],  $^{239}\text{Pu}$ [61] y  $^{241}\text{Pu}$ [62], dichos espectros han sido medidos en el Instituto Laue-Langevin (ILL). Siendo obtenidos mediante un espectrómetro de radiación beta que recogía la radiación emitida por una película enriquecida en uno de los núcleos fisionables y expuesta a un flujo de

neutrones del reactor del instituto (usado para investigación). La conversión del espectro electrónico al espectro de antineutrinos se realiza ajustando diversas ramas  $\beta$  al espectro experimental (método de las ramas virtuales o efectivas) y utilizando el principio de conservación de la energía[69]. Los espectros obtenidos se muestran en la [figura 2.2](#).

El método anterior no es aplicable al isótopo de  $^{238}\text{U}$ , ya que la sección eficaz para neutrones que han termalizado es despreciable. En este caso se usa la medida que se ha realizado recientemente en el Forschungsreaktor Munchen II (FRM II) usando un haz de neutrones rápidos[60]. Sin embargo, dicha medida tiene una estadística baja a alta energía, por lo que se desarrollan métodos alternativos para ese rango de energías[70]. El espectro del  $^{238}\text{U}$  también se muestra en la [figura 2.2](#).

### 2.2.2. Propagación de los antineutrinos

El flujo de antineutrinos que llega al detector depende de la distancia reactor-detector ( $L_{R-D}$ ), que es diferente para cada reactor. Por lo tanto, el flujo en el punto en el que se encuentra el detector ( $\Phi_{\bar{\nu}_e}$ ) se obtiene introduciendo el factor geométrico  $1/4\pi L_{R-D}^2$  en el cálculo. La expresión final del flujo (antes de integrar en energía) puede observarse en la [ecuación 2.7](#), donde la suma en R hace referencia a la suma para los dos reactores.

$$(2.7) \quad \Phi_{\bar{\nu}_e}(t, E) = \sum_R \frac{1}{4\pi L_{R-D}^2} \frac{(P_{th}(t))_R}{\langle E_f(t) \rangle_R} \cdot \sum_i \alpha_{iR}(t) S_i(E)$$

La posición de los reactores y los detectores se mide con un GPS cuya incertidumbre es despreciable. La mayor contribución al error de la distancia entre la posición donde se emiten los antineutrinos y el punto donde son detectados es la debida al desconocimiento en la posición de los elementos de combustible, pero el tamaño del reactor es pequeño respecto a la distancia reactor-detector, por lo que la incertidumbre se sitúa por debajo del 0.1 %. En la [ecuación 2.7](#) se observa que el error afecta exclusivamente a la normalización del flujo y no a la forma del espectro, al igual que ocurre con las incertidumbres de la fracción isotópica, la potencia térmica y la energía media de fisión.

## 2.3. Interacción: desintegración $\beta$ -inversa

Para determinar el flujo de antineutrinos que interaccionan en el reactor falta por determinar la sección eficaz de la reacción con la que son detectados, la reacción IBD, pero antes de describir la sección eficaz, se describirán sus características más importantes. En la reacción IBD, un antineutrino electrónico interacciona con un protón generando un neutrón y un positrón, como se muestra en la [ecuación 2.8](#).

Las razones por la que la IBD es la reacción ideal para detectar los antineutrinos electrónicos son su baja energía umbral, la posibilidad de relacionar la energía de los productos con la del antineutrino incidente y la reducción del fondo que produce su signatura (la coincidencia temporal del positrón y la captura del neutrón por un núcleo).

$$(2.8) \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

**Energía umbral de la IBD:** La energía umbral, 1.8 MeV, se obtiene del balance de masas de la reacción, mostrado en la [ecuación 2.9](#), donde se ha tenido en cuenta que los protones que actúan como blanco están prácticamente en reposo y se ha usado como aproximación que la energía cinética del antineutrino es la misma en el sistema de referencia de centro de masas y en el sistema de referencia laboratorio<sup>2</sup>. Esta aproximación puede usarse debido a que la masa del antineutrino es despreciable respecto a la del protón.

$$(2.9) \quad m_{e^+} + m_n \sim m_p + E_{\bar{\nu}} \rightarrow E_{\bar{\nu}} \sim (m_n - m_p) + m_{e^+} = 1.8 \text{ MeV}$$

**Energía del antineutrino incidente:** La energía del antineutrino se reparte entre los productos de forma inversamente proporcional a las masas. En la práctica, esto significa que el positrón se lleva la totalidad de la energía al tener una masa tres órdenes de magnitud menor que la del neutrón. Usando la misma aproximación que en la [ecuación 2.9](#), el balance de energía de la reacción IBD es el mostrado en la [ecuación 2.10](#), donde  $E_{e^+}^{cin}$  es la energía cinética del positrón. A partir de dicho balance se obtiene una relación sencilla entre la energía del antineutrino incidente y la energía del positrón, tal y como se muestra en la [ecuación 2.11](#), donde se ha tenido en cuenta que la energía depositada por el positrón  $E_{e^+}^{dep}$  es la energía cinética del mismo más la energía de su aniquilación ( $m_{e^+} + m_{e^-} = 2m_{e^+}$ ) y que los valores de las masas de todas las partículas implicadas son conocidos.

$$(2.10) \quad E_{\bar{\nu}} + m_p \sim E_{e^+} + m_n = E_{e^+}^{cin} + m_{e^+} + m_n$$

$$(2.11) \quad E_{e^+}^{dep} = E_{e^+}^{cin} + 2m_{e^+} \sim E_{\bar{\nu}} - 0.782 \text{ MeV}$$

### 2.3.1. Signatura

Para observar los productos de la [ecuación 2.8](#) se usa un calorímetro de líquido centellador, que permite detectar los productos de la reacción IBD como

---

<sup>2</sup>El resultado difiere del que se obtiene sin usar la aproximación ( $E_{\nu} = \frac{(m_e + m_n) - m_p^2}{3m_p}$ ) en menos de un 0.1 %

dos señales consecutivas. La primera de las partículas observadas es el positrón. El positrón ioniza o excita los electrones de la moléculas perdiendo su energía rápidamente. Las moléculas del centellador emiten una o más partículas  $\gamma$  al desexcitarse o recuperar su electrón, la energía total de las partículas  $\gamma$  emitidas es proporcional a la energía cinética que el positrón ha perdido. Una vez el positrón ha depositado toda su energía, se produce la aniquilación con uno de los electrones del medio, produciendo los dos  $\gamma$  característicos de dicha aniquilación (algunas veces puede formar durante unos instantes el positronio<sup>3</sup>[71], pero acaba aniquilándose igualmente en un tiempo menor de 1  $\mu$ s). Los  $\gamma$  son absorbidos por el líquido centellador y re-emitidos en la longitud de onda de la luz visible o ultravioleta (luz de centelleo).

El neutrón se produce casi en reposo y es capturado por un núcleo tras un pequeño periodo de tiempo que depende de la energía del neutrón y de la concentración y sección eficaz de captura del núcleo. La desexcitación del núcleo resultante de la captura genera partículas  $\gamma$  que son convertidas en luz de centelleo. Double Chooz fue diseñado para que dicha captura se produjera en gadolinio porque la energía total de los  $\gamma$  es 8 MeV (superior a la de la radioactividad natural) y la sección eficaz de captura de neutrones es varios órdenes de magnitud mayor que la de los núcleos más abundantes en un líquido centellador, el  $^1\text{H}$  o el  $^{12}\text{C}$ , como muestra la [tabla 2.2](#). El tiempo medio de captura de un neutrón por un núcleo de gadolinio en Double Chooz es unos 30  $\mu$ s.

Isótopos	$\sigma_{n\text{-capture}}(\text{barn})$	Energía emitida (MeV)
$^{152}\text{Gd}$	$735 \pm 20$	6.247
$^{154}\text{Gd}$	$85 \pm 12$	6.435
$^{155}\text{Gd}$	$(6.09 \pm 0.05) \cdot 10^4$	8.536
$^{156}\text{Gd}$	$1.8 \pm 0.7$	6.360
$^{157}\text{Gd}$	$(2.540 \pm 0.008) \cdot 10^5$	7.937
$^{158}\text{Gd}$	$2.2 \pm 0.2$	5.943
$^{160}\text{Gd}$	$1.4 \pm 0.3$	5.635
$^1\text{H}$	$332.6 \pm 0.7$	2.224
$^{12}\text{C}$	$3.53 \pm 0.07$	4.946

*Tabla 2.2:* Sección eficaz de captura de neutrones térmicos y energía emitida al desexcitarse tras la captura por los isótopos naturales de gadolinio y los isótopos  $^1\text{H}$  y  $^{12}\text{C}$ [72]. En amarillo se muestran los isótopos con mayor probabilidad de capturar un neutrón.

A pesar de las ventajas de las capturas en gadolinio descritas en el párrafo anterior, Double Chooz también ha utilizado para la medida de  $\theta_{13}$  las capturas en hidrógeno, ya que su abundancia compensa el hecho de que su sección eficaz de captura sea menor que la del gadolinio. Como el hidrógeno emite un  $\gamma$  de 2.2 MeV al desexcitarse, el fondo de este canal es considerablemente mayor, sin embargo, Double Chooz ha sido capaz de seleccionar una muestra de antineutrinos de gran

<sup>3</sup>Sistema cuasiestable formado por un positrón y un electrón

pureza en este canal, permitiendo una medida precisa. El tiempo medio de captura del núcleo de hidrógeno es  $200 \mu s$ .

En resumen, la signatura del antineutrino consiste en la detección consecutiva del positrón y el neutrón. La señal del positrón es rápida, mientras que la del neutrón es retardada debido al tiempo de captura del mismo en un núcleo de gadolinio o de hidrógeno según el canal que se pretenda utilizar.

### 2.3.2. Sección eficaz de la reacción IBD

La sección eficaz de la desintegración beta inversa ha sido ampliamente estudiada. El cálculo más preciso (para energías menores a 60 MeV) ha sido realizado por Beacom y Vogel[73]. La expresión obtenida por estos autores se muestra en la [ecuación 2.12](#), donde  $m_e$ ,  $p_{e+}$  y  $E_{e+}$  son la masa, el momento y la energía del positrón y  $K$  es una constante que recoge la dependencia del tiempo de vida del neutrón  $\tau_n$  (obtenido de Mambo II[74]) y el factor de fase  $f$  (tiene en cuenta correcciones coulombianas, radiativas, etc.). El valor de  $K$  es  $9.61 \cdot 10^{-44} \frac{\text{cm}^2}{\text{MeV}^2}$ [75].

$$(2.12) \quad \sigma = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} p_{e+} E_{e+} = K \cdot p_{e+} E_{e+}$$

A partir de las [ecuaciones 2.12 y 2.10](#) se obtiene la expresión de la [ecuación 2.13](#), de la cual se puede concluir que la sección eficaz aumenta conforme lo hace la energía siguiendo un polinomio de segundo grado.

$$(2.13) \quad \sigma_{IBD}(E_\nu) = (E_{\nu_e} - (m_n - m_p)) K \sqrt{(E_{\nu_e} - (m_n - m_p))^2 - m_e^2}$$

El flujo de antineutrinos que interaccionan en el detector se calcula a partir del flujo de antineutrinos que llega al mismo ([ecuación 2.7](#)) y la sección eficaz, generando la expresión de la [ecuación 2.14](#). Integrando el flujo a lo largo del tiempo y en todo el rango de energía y multiplicando por el número de protones presentes en el detector<sup>4</sup> se obtiene la cantidad de antineutrinos que han interaccionado, como se observa en la [ecuación 2.15](#).

$$(2.14) \quad \Phi^{IBD}(t) = \int \sigma_{IBD}(E) \Phi_{\bar{\nu}_e}(E, t) =$$

$$R \quad \frac{1}{4\pi L_{i-D}^2} \frac{(P_{th}(t))_R}{E_f(t)} \cdot \int_i \alpha_{iR}(t) \cdot \int_{1.8\text{MeV}}^\infty S_i(E) \sigma_{IBD}(E) dE$$

$$(2.15) \quad n^{IBD} = \int \int \sigma^{IBD}(E) N_p \Phi_{\bar{\nu}_e}(E, t) dE dt = N_p \int \Phi^{IBD}(t) dt$$

<sup>4</sup>Donde se tiene en cuenta que el número de interacciones será despreciable respecto al número de protones presentes.

La sección eficaz media por fisión ( $\langle \sigma_{IBD} \rangle = \int S_i(E) \sigma_{IBD}(E) dE$ ) es la variable que introduce una mayor incertidumbre debido a la dificultad que conlleva obtener el espectro de antineutrinos. El error es aproximadamente el 3 % y dominará el error en la medida de  $\theta_{13}$  con un solo detector. El ND reducirá considerablemente la incertidumbre debida a todas las contribuciones del flujo, incluida la debida a la sección eficaz media por fisión.

### BUGEY4 como punto de anclaje

En el análisis con un solo detector, Double Chooz reduce esta incertidumbre utilizando la medida del experimento BUGEY4[76], que hizo una medida de la sección eficaz media por fisión con una incertidumbre del 1.4 %. De acuerdo con la [ecuación 2.16](#) y teniendo en cuenta que la composición de los reactores de BUGEY y Chooz son muy similares, el error debido a  $\langle \sigma_{IBD} \rangle$  queda muy suprimido, pasando a ser del 0.2 %. Este método tiene la ventaja de que cualquier posible déficit debido a una oscilación a muy cortas distancias que incluyera un neutrino estéril, estará ya incluido en la medida de BUGEY4.

$$(2.16) \quad \langle \sigma_{IBD} \rangle_R = \langle \sigma_{IBD} \rangle_{BUG} + \sum_k (\alpha_k^R - \alpha_k^{BUG}) \langle \sigma_{IBD} \rangle_k$$

Tras incluir los resultados de BUGEY4 (y conocido el número de protones del que se hablará más adelante) se dispone de una predicción precisa de la cantidad de antineutrinos que interaccionan en el detector. La [tabla 2.3](#) resume las incertidumbres que contribuyen al error de dicha predicción, exceptuando la incertidumbre en el número de protones que se mostrará más adelante<sup>5</sup> y muestra el error total de la predicción. Se observa que con la medida de BUGEY4 se reduce la incertidumbre del 2.8 %, al 1.7 %.

Fuente de incertidumbre	Método normal	BUGEY4
Sección eficaz media de BUGEY4	-	1.4 %
Sección eficaz media por fisión	2.6 %	0.2 %
Fracción isotópica	0.8 %	0.8 %
Potencia del reactor	0.5 %	0.5 %
Energía media de fisión	0.2 %	0.2 %
Distancia del reactor	< 0.1 %	<0.1 %
<b>TOTAL</b>	<b>2.8 %</b>	<b>1.7 %</b>

*Tabla 2.3:* Incertidumbre que introducen las variables del flujo de antineutrinos que interaccionan en el detector cuando se utiliza un análisis con un solo detector.

<sup>5</sup>Como el número de protones es una característica propia del detector, su incertidumbre se considera parte de la incertidumbre de detección descrita en la [sección 3.7](#).

### 2.3.3. Fuentes de fondo

Con la sección eficaz se dispone de una predicción precisa del flujo de la cantidad de antineutrinos que producen una señal en el detector. Sin embargo, los productos de la reacción IBD no son las únicas partículas que producen luz en el líquido centellador, cualquier radiación ionizante que produzca una señal en el intervalo de energía del positrón o el neutrón será parte del fondo. Las señales de fondo proceden de las desintegraciones radioactivas naturales y de los muones producidos en la atmósfera que llegan a los volúmenes centelladores o sus proximidades.

#### Desintegraciones radioactivas naturales

Los isótopos radioactivos naturales más abundantes y que producen señales de mayor energía son los producidos por las cadenas de desintegración del  $^{238}\text{U}$  y  $^{232}\text{Th}$  y por los isótopos  $^{40}\text{K}$  y  $^{60}\text{Co}$ . De ellos, los dos isótopos que han sido observado por el experimento con más claridad debido a sus emisiones características son el  $^{40}\text{K}$  y el  $^{208}\text{Tl}$  (perteneciente a la cadena de desintegración del  $^{232}\text{Th}$ ). El isótopo  $^{40}\text{K}$  tiene una emisión característica de un  $\gamma$  a 1.4 MeV y el isótopo  $^{208}\text{Tl}$  una emisión  $\gamma$  a 2.6 MeV.

#### Fondo producido por muones

Double Chooz observa varios tipos de señales de fondo debidos a muones: la *traza* que genera el muón al atravesar la materia, los *electrones de Michel* que se generan cuando un muón se desintegra en el detector, la *desintegración de los isótopos inestables* generados en los procesos de espalación, el *retroceso de los protones* contra los que colisionan los neutrones rápidos producidos en esos mismos procesos al termalizar y las *capturas de los neutrones* que han termalizado.

Los isótopos cosmogénicos inestables son producidos principalmente por la interacción de los muones con núcleos de  $^{12}\text{C}$ , el isótopo más abundante en el detector a parte del  $^1\text{H}$ . Estos isótopos se desintegran pudiendo generar partículas  $\gamma$ ,  $\beta$ ,  $\alpha$  o neutrones. La contribución más relevante de estos isótopos al fondo es la producida por las partículas  $\beta$ , que pueden llegar a alcanzar los 14 MeV (las partículas  $\alpha$  y  $\gamma$  producen una energía en el rango de la radioactividad natural y en una cantidad despreciable respecto a ésta). Se pueden distinguir dos grupos según su comportamiento: los isótopos cosmogénicos  $\beta$  (cuya desintegración no involucra neutrones) y que aparecen en la [tabla 2.4](#), y los isótopos cosmogénicos  $\beta$ -n que se muestran en la [tabla 2.5](#) y producen un neutrón en alguna de sus ramas de desintegración. Durante el análisis se verá que el impacto de estos últimos en la medida de  $\theta_{13}$  es mucho más importante debido a la similitud de su desintegración con la signatura del antineutrino.



Isótopo	$\tau$ (ms)	Valor Q (MeV)
$^{10}\text{Be}$	$\sim 10^6$ años	0.555
$^{11}\text{C}$	$\sim 29.4$ min	1.98
$^{10}\text{C}$	27800	3.65
$^{11}\text{Be}$	19900	11.5
$^8\text{Li}$	1210	16.0
$^6\text{He}$	1160	3.51
$^8\text{B}$	1110	18.0
$^9\text{C}$	182.5	16.5
$^{12}\text{B}$	29.1	13.4

**Tabla 2.4:** Tiempo de vida y valor Q (añadiendo la energía de la aniquilación del positrón en las desintegraciones  $\beta^+$ ) de los isótopos cosmogénicos inestables que se desintegran mediante emisión  $\beta$ . En marrón se señalan los isótopos con emisiones  $\beta$  de baja energía ( $< 4$  MeV) [77].

Isótopo	Desintegración	$\tau$ (ms)	Valor Q (MeV)
$^9\text{Li}$	$\beta$ -n (49.5 %)	257.2	12.0
	$\beta$ (50.5 %)		13.6
$^8\text{He}$	$\beta$ -n (16 %)	171.7	8.6
	$\beta$ (84 %)		10.7

**Tabla 2.5:** Tipo de desintegraciones, tiempo de vida y valor Q de los isótopos que se desintegran mediante la emisión de una partícula  $\beta$  y un neutrón [77].

## Correlación entre señales

El impacto del fondo en la medida queda fuertemente reducido al basar la identificación de los antineutrinos en una reacción cuya signatura es la coincidencia temporal de dos señales (suceso<sup>6</sup>). Según la naturaleza de la coincidencia, el fondo puede ser de dos tipos: coincidencia entre señales producidas por una misma fuente, de manera que están correlacionadas espacial y temporalmente (fondo correlacionado) o coincidencias aleatorias entre señales independientes (fondo accidental o no correlacionado). Como las coincidencias de señales del fondo no están formadas necesariamente por un positrón y una captura de un neutrón, a la primera de las señales de cualquier suceso se le llamará señal rápida y a la posterior, señal retardada.

## 2.4. Detector

El detector de Double Chooz es un calorímetro de líquido centellador diseñado para identificar al positrón y al neutrón de la reacción IBD, este último mediante su captura por un núcleo de gadolinio. El espacio disponible para el FD (antigua ubicación del detector de CHOOZ) hizo que la geometría del detector fuera cilíndrica (una esfera hubiese sido la geometría óptima en el caso de que no existiesen restricciones de espacio). El detector está dividido en 4 cilindros concéntricos

<sup>6</sup>Para hacer referencia a cualquier coincidencia de señales que pueda ser identificada como antineutrinos, hayan sido realmente producidas por estos o no, utilizaremos la palabra suceso.

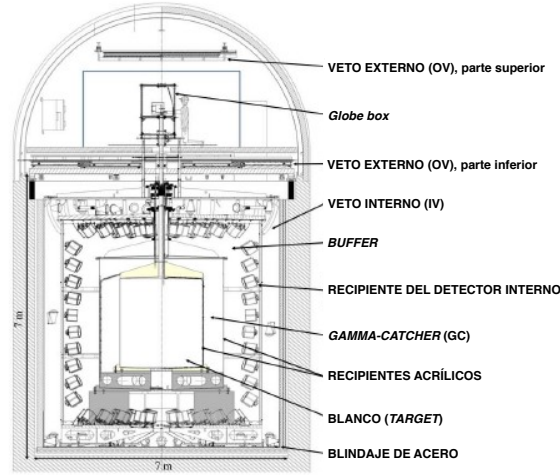


Figura 2.3: Esquema del detector que muestra sus diferentes partes.

(figura 2.3) que de más interior a más exterior son el blanco, el  $\gamma$ -catcher, el *buffer* y el veto interno. Además, se incorpora un último elemento en la parte superior, el veto externo.

### 2.4.1. Blanco

Es el volumen cilíndrico más interior, consiste en un recipiente acrílico de 8 mm de espesor lleno de líquido centellador dopado con gadolinio. Este volumen está pensado para que los antineutrinos electrónicos interaccionen en él. Sus dimensiones son 2458 mm de alto y 1150 mm de radio. Tanto el recipiente como el centellador tienen que ser transparentes a la luz visible y ultravioleta para permitir que la luz de centelleo sea detectada por los fotomultiplicadores (PMTs). Para que los requisitos mencionados se cumplan, los 10.3 m<sup>3</sup> de líquido centellador [78] (8.23 toneladas) están formados por un 80 % de dodecano (que actúa como disolvente), un 20 % de PXE, 7 g/l de PPO, 20 g/l de bis-MSB y 1 g/l de Gd(dpm)<sub>3</sub>. Las moléculas de PXE son excitadas fácilmente por los productos de la reacción IBD y transfieren su energía de forma no radiativa al PPO y bis-MSB que desplazan la frecuencia de la luz de centelleo a la más adecuada para el rango de funcionamiento de los fotomultiplicadores que transforman la luz en una corriente eléctrica.

La gran cantidad de protones en el líquido centellador ( $\sim 6 \cdot 10^{29}$ ) proporciona una gran cantidad de blancos en los que un antineutrino electrónico puede interaccionar. En el canal de gadolinio, el número de protones,  $N_p$  de la ecuación 2.15, se determina mediante la medida de la masa del líquido centellador introducido en el blanco y la proporción de hidrógeno en el centellador obtenida de su composición química. La incertidumbre en el número de protones es un 0.3 % que procede de la proporción de hidrógeno.

### 2.4.2. $\gamma$ -catcher

El volumen que rodea al blanco es el  $\gamma$ -catcher (GC), formado por un recipiente acrílico de 12 mm de espesor y líquido centellador sin gadolinio. La ausencia de gadolinio crea un volumen fiducial de manera natural en el canal de gadolinio. Además, mejora la resolución energética de las señales de este canal, ya que asegura que se transforme en luz toda la energía de los procesos físicos que se producen en el borde del blanco y que escapan del mismo. Sus dimensiones son 3572 mm de alto y 1708 mm de radio. Tanto el recipiente como el centellador son transparentes a la luz visible y ultravioleta. El centellador debe tener una densidad, una capacidad de producción de luz y un índice de refracción similar a los del blanco, por lo que la proporción de los componentes se ajusta para que el líquido cumpla estos objetivos, de forma que los 22.3 m<sup>3</sup> del líquido centellador están compuestos por un 30 % de dodecano, 66 % de aceite mineral no centelleante (ondina 909), 4 % de PXE, 2 g/l de PPO y 20 mg/l de bis-MSB.

Como el detector ha sido diseñado para realizar la medida en el canal de gadolinio, no se hizo una medida tan precisa de la masa del líquido del GC. En el caso del  $\gamma$ -catcher, la incertidumbre en el número de protones es del 0.9 %.

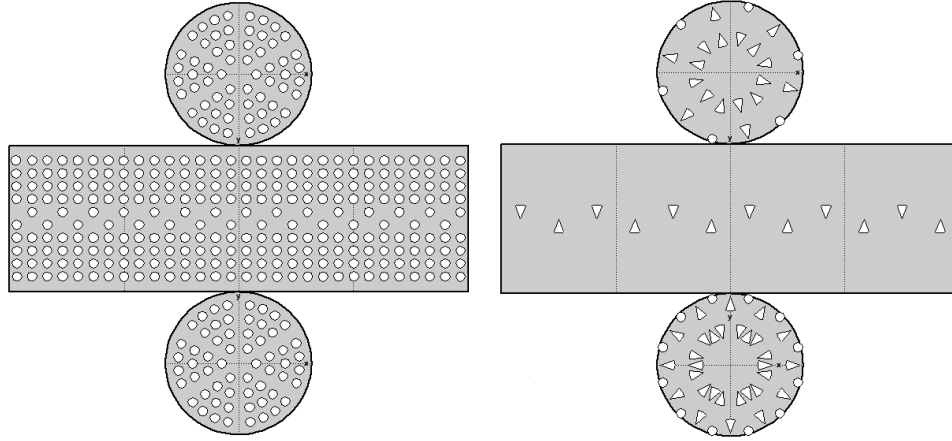
### 2.4.3. Buffer

El *buffer* es el siguiente volumen cilíndrico y junto a los dos anteriores constituye lo que se llama el detector interno (ID), una región que está ópticamente aislada del resto del detector. El *buffer* está formado por un recipiente de acero inoxidable de 3 mm de espesor relleno de un aceite mineral no centelleador. Los 390 fotomultiplicadores del detector interno están situados en su pared interior. La función de este volumen es disminuir el número de señales debidas a la radioactividad natural, principalmente la contribución producida por los PMTs al no estar sumergidos en líquido centellador. Las dimensiones del buffer son 5675 mm de altura y 2758 mm de radio. Los 114 m<sup>3</sup> de aceite mineral están compuestos por un 47 % de corbesolC70 y un 53 % de Ondina 917, mezcla que asegura su transparencia y un índice de refracción y densidad similar a los de los líquidos del  $\gamma$ -catcher y blanco.

Los detectores de Daya Bay y RENO tienen una geometría cilíndrica similar a Double Chooz (a pesar de no ser la óptima). Sin embargo, la fracción del ID ocupada por el *buffer* es mayor en el detector de Double Chooz ( $\sim 75\%$ ) que en el caso de Daya Bay ( $\sim 50\%$ ) y RENO ( $\sim 60\%$ ). Como los PMTs son una de las mayores fuentes de desintegraciones radioactivas naturales, el mayor tamaño del *buffer* provoca que, en Double Chooz, el fondo accidental sea aproximadamente un orden de magnitud menor.

## Fotomultiplicadores

Hay 390 PMTs<sup>[79][80]</sup> distribuidos por las paredes del buffer tal y como indica la [figura 2.4](#). Cada PMT (Hamamatsu R7081MOD-ASSY) tiene un tamaño de



**Figura 2.4:** A la izquierda, la posición de los PMTs (círculos blancos) del ID en las paredes del buffer y a la derecha, la posición de los PMTs del IV (triángulos isósceles o círculos según la dirección hacia la que ha sido inclinado el PMT).

10 pulgadas de diámetro, una altura de 30 cm, un peso de unos 2.5 kg y un fotocátodo de baja radioactividad. Esto supone que un 13 % del área total del *buffer* queda cubierta por sus fotocátodos, donde la luz arranca electrones por efecto fotoeléctrico (fotoelectrones). Los fotocátodos son sensibles a fotones con longitudes de onda entre 300 nm y 600 nm, siendo la eficiencia cuántica máxima (25 %) a 400 nm. El voltaje de operación de los PMT ha sido configurado para que todos ellos tengan una ganancia similar de  $10^7$  electrones.

La colocación de los PMTs también influye en la respuesta del detector, por lo que los PMTs se inclinan hacia el centro del mismo (siguiendo las condiciones óptimas establecidas mediante simulaciones MC) para asegurar la uniformidad de la respuesta. Adicionalmente, el campo magnético terrestre puede generar desviaciones en la trayectoria de los fotoelectrones desde el fotocátodo al primer dínodo, disminuyendo la eficiencia cuántica. Además, el blindaje de acero puede modificar dicho campo. Para evitar el efecto del campo magnético, una lámina de mu-metal<sup>7</sup> envuelve al PMT[81].

#### 2.4.4. Veto interno

El veto interno (IV) es el último de los volúmenes cilíndricos del detector, formado por un recipiente de acero de 10 mm de espesor lleno de líquido centellador y equipado con 78 PMTs situados en las paredes interiores tal como muestra la [figura 2.4](#). Los fotocátodos de los PMTs cubren el 0.6 % del área del IV. La función del IV es identificar muones y actuar como escudo contra la radiación de baja energía que llega del exterior. Sus dimensiones son 6830 mm de altura y 3250 mm de radio. Los 90 m<sup>3</sup> de este volumen están llenos de un líquido centellador compuesto por 50 % n-alcanos (disolvente) y 50 % alquilbencenos lineales (LAB), 2 g/l de PPO y

<sup>7</sup>Mu metal es una marca registrada por la compañía Magnetic shield corp.

20 g/l de bis-MSB. La posición de los PMTs (Hamamatsu R1408), que tienen un tamaño de 8 pulgadas, ha sido optimizada mediante simulaciones MC para obtener una respuesta homogénea del detector y maximizar la cantidad de luz recogida.

## Blindaje

El veto interno está rodeado por un blindaje. Este blindaje es diferente para el FD y el ND debido al espacio disponible en cada caso. El FD tiene un recubrimiento de acero desmagnetizado de 15 cm, recubrimiento que solo se mantiene en la parte superior del ND, el cual está sumergido en un tanque de agua que proporciona un blindaje de 1.5 m de agua en los laterales y en la parte inferior.

### 2.4.5. Veto externo

El veto externo (OV) son tiras de plásticos centelladores, cuyas dimensiones totales son 13 m x 7 m, utilizadas para identificar muones que atraviesan o pasan cerca del detector. Están situadas justo encima de los volúmenes cilíndricos. Como en la parte superior del eje se encuentra la región conocida como chimenea, las tiras centelladoras tienen que dejar un hueco. La importancia de la chimenea radica en que es el punto por el que se comunican el interior del detector con el exterior. Esta región se usó para el llenado del detector y posteriormente para la introducción de las fuentes de calibración. Para paliar la pérdida de información producida por dicho hueco, se sitúa un segundo grupo de tiras a una altura superior cubriendo una área mayor de la que corresponde al hueco. El veto externo ha estado instalado y funcionando en su totalidad un 27.6 % del tiempo de toma de datos, durante otro 56.7 % del tiempo solo la parte inferior se encontraba en funcionamiento, mientras que en el tiempo restante el OV no se había instalado o no se encontraba funcionando.

### 2.4.6. Sistemas de calibración

Para monitorizar la respuesta del detector y establecer una escala de energía global se realiza la calibración del detector. Double Chooz implementó tres sistemas de calibración: el sistema de inyección de luz, la introducción de fuentes radiactivas en el detector y las utilización de fuentes radioactivas naturales que generan señales en el detector.

#### Sistema de inyección de luz

El sistema de inyección de luz utiliza LEDs para iluminar los PMTs del ID y del IV a través de fibras ópticas. Los extremos de las fibras se sitúan en los soportes de los PMTs para generar haces de luz en el ID y en el IV. Este sistema permite generar luz de diferentes longitudes de onda: 385 nm, 425 nm y 470 nm en el ID y 365 nm y 475 nm en el IV. El sistema LED se usa de forma regular (semanalmente) para generar datos que permitan estudiar el comportamiento del centellador y caracterizar los PMTs. También se ha usado un sistema láser que utiliza una bola difusora que se coloca en el centro del blanco. Estas bolas permiten

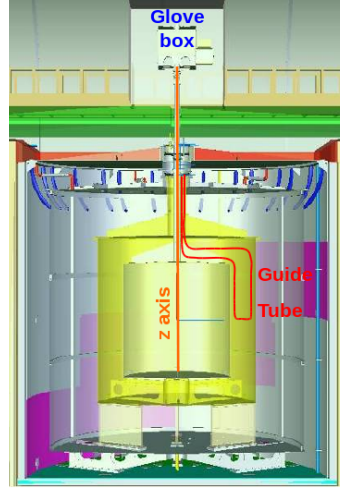


Figura 2.5: Disposición en el detector de los tubos utilizados para la calibración mediante fuentes radioactivas artificiales.

determinar el tiempo que tarda la luz en llegar desde el blanco a los PMTs con una incertidumbre de 0.15 ns.

### Fuentes radioactivas artificiales

Los radioisótopos  $^{68}\text{Ge}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$  y  $^{252}\text{Cf}$  han sido desplegados en el blanco a lo largo del eje vertical y en el GC a través de un tubo (*guide tube*) que recorre los bordes de dicho volumen cerca del blanco y del *buffer*, como se observa en la figura 2.5. Los datos de  $^{252}\text{Cf}$  han sido utilizados para determinar la eficiencia de detección, mientras que el resto de isótopos son usados para determinar la escala de energía.

La introducción de las fuentes se realiza desde la parte superior del eje del detector a través de la chimenea, donde se encuentra un elemento, conocido como *glove box*, que permite el contacto con el interior del detector de una manera limpia y segura.

### Fuentes radioactivas naturales

Además de los sistemas instalados, hay una gran cantidad de neutrones cosmogénicos, que son capturados por hidrógeno, por gadolinio o por carbono emitiendo gammas de una energía determinada. También se usan las desintegraciones naturales Bi-Po<sup>8</sup> debidas a las radioimpurezas del líquido centellador. Estas señales se producen con una energía definida y están distribuidas uniformemente tanto en el tiempo como en el espacio, lo que permite corregir las desviaciones temporales y espaciales

<sup>8</sup>El isótopo  $^{212}\text{B}$  sufre desintegraciones  $\beta$  que dan lugar a  $^{212}\text{Po}$  con un tiempo de vida muy corto ( $\sim$  nanosegundos) que a su vez sufren desintegraciones  $\alpha$ . La coincidencia de ambas señales hace más fácil la selección de estas señales de baja energía.

de la energía (estabilidad y uniformidad del detector), además de utilizarlas como información complementaria para hallar la escala de energía.

### 2.4.7. Radiopureza

La radiopureza de los elementos del detector es esencial para mantener un nivel de fondo bajo que permita alcanzar la sensibilidad requerida, ya que las coincidencias accidentales de las señales debidas a estas radioimpurezas (cuya energía es  $< 5$  MeV) con señales de alta energía ( $E \sim 8$  MeV) imitan la signatura del antineutrino. Para asegurar que la cantidad de estas coincidencias sea pequeña, durante el diseño se introdujeron límites máximos de radioimpurezas para cada elemento.

El primer paso para establecer estos límites es calcular el número máximo aceptable de coincidencias (excluyendo la contribución debida a los PMTs, cuya contribución se ha reducido lo máximo posible mediante un fotocátodo de alta radiopureza y la introducción del *buffer*). Para que fuera despreciable, este número máximo se estableció en el 1 % de la frecuencia esperada de antineutrinos cuando los reactores operan a máxima potencia, es decir,  $\sim 50$  antineutrinos al día. Esto quiere decir que la frecuencia máxima de coincidencias debe ser menor a una coincidencia cada dos días. A partir de este dato y de la predicción de la frecuencia de señales de alta energía que se obtuvo de las medida del experimento CHOOZ (que se encontraba en la misma ubicación),  $\sim 45$  capturas de neutrones cada hora, se obtiene la frecuencia máxima de señales de radioimpurezas mediante la [ecuación 2.17](#), donde  $R_{acc}$  es la frecuencia de coincidencias,  $R_{HE}$  es la frecuencia de señales de alta energía,  $R_{LE}$  es la frecuencia de señales de más de 1 MeV provenientes de las radioimpurezas del detector y  $\Delta T_{max}$  el intervalo de tiempo en el que se puede producir la coincidencia, que en este caso se establece en  $50 \mu s$  (superior a los  $30 \mu s$  correspondientes al tiempo medio de captura de neutrones por un núcleo de gadolinio). Por lo tanto, la frecuencia máxima de señales radioactivas con más de 1 MeV es de unos 10 Hz.

$$(2.17) \quad R_{acc} = R_{HE} R_{LE} \Delta T_{max}$$

Teniendo en cuenta el límite total, el límite de contaminación de cada elemento fue determinado mediante simulaciones de MC en la que se generan isótopos radiactivos en diferentes partes del detector, los grupos responsables de cada una de estas partes se responsabiliza de realizar sus medidas de radioimpureza para garantizar que no se superan los límites fijados. En el laboratorio subterráneo de Garching se llevo a cabo una campaña de medidas mediante detectores semiconductores de germanio ultrapuro para los elementos que se muestran en la [tabla 2.6\[82\]](#). También se utilizaron otras técnicas, como espectroscopia de masas, para comprobar que otros materiales usados en el detector también cumplían los requisitos de radiopureza

Elemento	$^{40}\text{K}(\text{ppb})$	$^{208}\text{Tl}(\text{ppb})$	$^{214}\text{Bi}(\text{ppb})$	$^{60}\text{Co}(\text{ppb})$
PMTs	2.5-3.8	31.5-35.0	73.3-77.7	0
Componentes de los líquidos centelladores	0.015-3.52	<8.3	<9.48	0
Aceite mineral	<1	4.2	<0.8	<5.6 mBq/Kg
Recipientes acrílicos	0.002-0.06	0.013	0.004	0
Recipiente del <i>buffer</i>	0.032	1.10	0.24	17 mBq/Kg
Recipiente del IV y blindaje	0.29-1.59	0.23-16.8	0.12-4.82	0.46-5.70 $10^{-11}$

**Tabla 2.6:** Medida de la concentración de diferentes isótopos radiactivos en los elementos del detector más contaminantes. Una información más detallada sobre estas radioimpurezas se puede encontrar en la referencia [83]

A partir de las medidas de contaminación de  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{40}\text{K}$  y  $^{60}\text{Co}$  se realizaron nuevas simulaciones de MC para estimar la frecuencia de señales radioactivas que recoge el detector. La [tabla 2.7](#) muestra los resultados de las simulaciones, en concreto, el número de señales por unidad de tiempo con una energía mayor a 1 MeV. En esta tabla se ha incluido la simulación de la roca circundante, cuya contribución a la contaminación no es despreciable, y la del sensor de presión del GC, para el que no se realizaron medidas en Garching. En total se esperan alrededor de 5.5 Hz de señales con más de 1 MeV.

Elemento	$^{40}\text{K}(\text{Hz})$	$^{208}\text{Tl}(\text{Hz})$	$^{214}\text{Bi}(\text{Hz})$	$^{60}\text{Co}(\text{Hz})$	Tot.(Hz)
PMTs	1.1	0.3	0.3	0	1.7
Recipientes acr.	0.99	0.11	0.18	0	1.28
Líquidos cent.	1.06	0	0	0	1.06
Roca circundante	0	0.7	0	0	0.7
Sensor de presión	0.2	0.4	$\sim 0$	0	0.6
Buffer	0.01	0.03	0.02	0.09	0.15
Blindaje	0	0.03	0.01	0.01	0.05
Veto Interno	0	0.01	0.01	0	0.02
TOTAL	3.36	1.58	0.52	0.1	5.56

**Tabla 2.7:** Predicción de señales con más de 1 MeV debidas a impurezas en los elementos del detector o el entorno por unidad de tiempo.

## Fotomultiplicadores

Según las simulaciones, la contribución de los PMTs representan el 30 % de las desintegraciones radioactivas naturales con una energía mayor a 1 MeV. Un estudio detallado del origen de las señales muestra que el cristal (fotocátodo) del PMT es el elemento que más señales genera con un 78 % del total, la base produce un 19 % y las contribuciones del blindaje y el soporte son pequeñas, un 2 % y un 1 % respectivamente.



### Sensor de presión del $\gamma$ -catcher

El sensor de presión de  $\gamma$ -catcher está situado en la parte exterior del recipiente del GC, en la parte inferior del eje. Al tratarse de un elemento con una función tan específica, la radiopureza que se puede alcanzar está limitada (de la misma forma que ocurría con los PMTs). En este caso, las simulaciones llevadas a cabo predijeron 0.6 Hz de señales debidas a este elemento.

### Roca circundante

La roca circundante al detector también contribuye de forma significativa a las desintegraciones radioactivas naturales. La propia roca absorbe la mayoría de las radiaciones de forma que solo las desintegraciones que se producen en las zonas más cercanas al detector pueden penetrar en el mismo. Debido a esto, la simulación de MC solo utiliza el  $^{208}\text{Tl}$  presente en los 10 cm de roca más cercanos al detector. La cantidad de señales que recoge el centellador se ha reducido en unas  $10^6$  veces debido a los diferentes blindajes que tiene que atravesar para llegar al mismo. El detector recoge unos 0.7 Hz de desintegraciones radioactivas naturales procedentes del exterior del mismo.

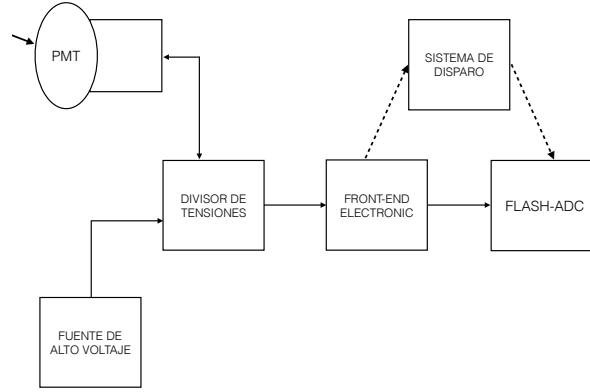
## 2.4.8. Simulación del detector

Una simulación MC basada en GEANT4.9.2.p02[84][85] ha sido desarrollada por Double Chooz para reproducir los procesos que ocurren en el detector. La simulación de Double Chooz introduce modelos específicos para la termalización de los neutrones[86], las cascadas producidas por la captura de un neutrón por gadolinio, los procesos de centelleo y el comportamiento óptico de la superficie del fotocátodo. Los datos han confirmado que estos modelos reproducen mejor el comportamiento del detector que los modelos que GEANT4 utiliza por defecto.

Con este software se simulan cien veces la cantidad de antineutrinos predichos, para que el error estadístico de la simulación sea despreciable en comparación con los datos. En cuanto a la posición en el detector, las interacciones se generan de forma homogénea en todo el volumen (pesados por la densidad de protones de cada región).

## 2.5. Procesado de la señal recogida en el detector

El procesado de las señales que recoge el detector tiene dos pasos. En el primer paso, la cadena electrónica transforma la corriente eléctrica de las señales que recogen los PMTs en datos que se almacenan en formato ROOT (software desarrollado por el CERN) y, en el segundo, los algoritmos de reconstrucción los procesan proporcionando la información relevante de todas las señales recogidas por el detector.



**Figura 2.6:** Esquema de la cadena electrónica del experimento Double Chooz. La línea discontinua indica que la señal tiene un desfase temporal respecto a la señal que se digitaliza, de forma que el sistema de datos procesa la señal antes de que llegue al Flash-ADC.

### 2.5.1. Cadena Electrónica

La cadena electrónica la constituyen diferentes dispositivos cuyo objeto es la adquisición y digitalización de los pulsos del PMT. Los componentes de la cadena son el divisor de tensión, la electrónica del *front-end* (FEE), los conversores analógico-digital (Flash-ADCs)[87], el sistema de disparo[88][89] o *trigger* y el sistema de lectura[90]. La figura 2.6 muestra un esquema de la cadena electrónica. El OV tiene una cadena electrónica similar, pero debido a la alta frecuencia de sus deposiciones de energía, no está sincronizada a nivel de hardware con la del ID y el IV. La sincronización entre los datos del OV y del detector se hace *offline*.

#### Divisor de tensión

El divisor de tensión permite usar el mismo cable para llevar la alta tensión al PMT (cada PMT tiene asociado una fuente de alto voltaje que suministra unos 1.3 kV) y la señal eléctrica de varios mV hasta el FEE.

#### Electrónica del *front-end*

Este elemento tiene dos funciones principales, por un lado, suministra la carga recogida por los PMT, sumadas de forma adecuada, al sistema de disparo y, por otro, proporciona el pulso analógico de cada PMT al flash-ADC correspondiente. Previamente, el FEE filtra el ruido, amplifica los pulsos hasta el rango de operación de los flash-ADCs y limita el voltaje para proteger los sucesivos dispositivos electrónicos. Además, introduce un desfase entre la carga suministrada al sistema de disparo y los pulsos que se envían a los flash-ADC para que el sistema de disparo procese la información antes de que los flash-ADC la hayan recibido.

## Sistema de disparo

El sistema de disparo o *trigger* recibe tres *inputs* diferentes del FEE, la carga total recogida por todos los PMTs del IV y la carga recogida por dos conjuntos de 195 PMTs del ID, de forma que cada PMT esté incluido en uno de los conjuntos. Cada PMT cuya carga contribuye a una de las sumas del ID debe estar rodeado por PMTs que contribuyan a la otra, de forma que la distribución de PMTs en cada conjunto sea uniforme. A partir de los valores de estas tres sumas de carga se decide si los pulsos correspondiente a una señal se guardan o no. Cuando una de las cargas supera el valor establecido como umbral (unos 350 keV para el ID y unos 4 MeV para el IV), el sistema de disparo indica a los flash-ADCs que deben guardar 256 ns de datos desde unos 30 ns antes de que se empiecen a recoger los pulsos, a dicho periodo de tiempo se le llamará ventana del *trigger*. Este sistema está diseñado para no introducir ningún tiempo muerto en los datos.

Además, el sistema de disparo es el que controla el “reloj interno” de la cadena electrónica y proporciona el tiempo en el que se ha producido la señal (*trigger*), junto con un número que identifica dicho evento. Tanto el “reloj” como el número se reinician cuando finaliza la toma de datos o *run*. Double Chooz toma *runs* consecutivos de 1 hora de duración. Esta toma de datos solo se interrumpe por necesidades de mantenimiento o para realizar calibración.

## Flash-ADCs

Cada Flash-ADC es el encargado de digitalizar el pulso de un PMT, ya sean del ID o del IV. Los flash-ADCs convierten un pulso analógico continuo en una serie de valores digitales discretos. Los valores proporcionados corresponden a la carga que se genera en el PMT durante 2 ns. Como se guardan 256 ns, una deposición de energía tendrá 128 valores digitales (cuyas unidades son cuentas ADC) por cada PMT.

## Sistema de lectura

Los datos digitalizados son leídos por los procesadores *read-out* (ROPs) que los transfieren al *event builder* para que los convierta a un archivo binario. Este archivo se copia en el centro de cálculo de Lyon, que los procesa para que la información esté disponible en formato ROOT.

## Simulación de la cadena electrónica

La simulación de la cadena electrónica también ha sido desarrollada por Double Chooz. Esta simulación incluye la respuesta de los PMTs, el FEE, el sistema de disparo, los flash-ADC y el sistema de lectura. En ella se implementa una función de distribución de probabilidad empírica para caracterizar la respuesta de un único fotoelectrón. Cuando la simulación del detector predice que un PMT recoge más de un fotoelectrón, la respuesta producida por la cadena electrónica es la acumulación de las respuestas de cada uno de ellos.

### 2.5.2. Algoritmos de reconstrucción

El último paso antes de realizar el análisis de los datos es la reconstrucción de las características básicas de las señales (energía, carga, posición, etc.) a partir del pulso digitalizado por el Flash-ADC. En esta sección se van a explicar los algoritmos que se utilizan en el análisis para reconstruir la carga del pulso y sus tiempos característicos, reconstruir el vértice de la deposición y obtener la energía de la señal. Los algoritmos de reconstrucción utilizados en los datos y en las simulaciones de MC son los mismos.

#### Reconstrucción del pulso

El algoritmo de reconstrucción del pulso proporciona la carga y el tiempo en el que se produce la señal a partir de los datos recogidos en la ventana del *trigger* de cada canal de lectura. Dicho algoritmo trabaja canal a canal y consta de 3 partes, la primera determina el pedestal, la segunda calcula la carga y la tercera obtiene las características temporales. Para obtener el pedestal de cada canal,  $B_{medio}$ , el sistema de disparo se activa con una frecuencia de 1 Hz, sin que exista ninguna señal correlacionada con dicho disparo.

La carga integrada se calcula como la suma de las cuentas ADC, sustrayendo  $B_{medio}$ , pertenecientes a la ventana de integración del pulso. Esto se hace para todos los canales de lectura relevantes<sup>9</sup>. La longitud de la ventana de integración (112 ns) se escoge para optimizar la resolución de la carga debida a un solo fotoelectrón, la resolución energética y la eficiencia de la carga integrada. El instante en el que comienza el tiempo de integración se determina para maximizar la carga de cada canal. Los tiempos característicos como el tiempo de la amplitud máxima, el comienzo del pulso (primera vez que supera el 30 % de la amplitud máxima) o el final del mismo (última vez que el pulso cae por debajo del 20 % de la amplitud máxima) se determinan con los datos de la ventana de integración.

#### Reconstrucción del vértice de interacción

El algoritmo de reconstrucción del vértice (punto del centellador donde se ha producido la emisión de luz) utiliza la información de la carga integrada y el tiempo en que comienza el pulso. Esta reconstrucción se lleva a cabo mediante una función likelihood que depende del número de PMTs que han recogido carga, dónde se encuentran situados, cuánta carga han recogido y cuándo les ha llegado dicha carga.

Asumiendo que los pulsos son causados por una fuente de luz puntual se puede predecir la carga recogida por cada PMT ( $q_i$ ) y el tiempo en el que se empezará a recoger carga ( $t_i$ ) en función de la posición en la que se produce la señal ( $X = x, y, z$ ). Esta dependencia permite construir una función likelihood con la que determinar

---

<sup>9</sup>Los canales donde las cuentas ADC no superan un umbral, cuyos PMTs están apagados o en los que se haya encontrado un mal funcionamiento no son utilizados.

la posición del vértice. El likelihood utilizado se muestra en la [ecuación 2.18](#), donde el primer producto se refiere a los PMTs que no han recogido carga, mientras que el segundo engloba a los que sí lo han hecho.  $f_q(q_i, q_i)$  es la probabilidad de medir una carga  $q_i$  cuando se espera una carga  $q_i$  y  $f_t(t_i, t_i, q_i)$  es la probabilidad de tener la medida en un tiempo  $t_i$  cuando se espera que se mida una carga  $q_i$  en un tiempo  $t_i$ . El conjunto de valores  $(x, y, z)_{\text{likeli}}$  que maximiza  $\mathcal{L}_{sp}$  es la posición del vértice. El valor de la bondad de reconstrucción (FV), útil en la selección de la muestra de antineutrinos, se define en la [ecuación 2.19](#) a partir de la función likelihood.

$$(2.18) \quad \mathcal{L}_{sp}(X) = \prod_{q_i=0} f_q(0, q_i) \prod_{q_i>0} f_q(q_i, q_i) f_t(t_i, t_i, q_i)$$

$$(2.19) \quad FV = -\log \mathcal{L}_{sp}(X)$$

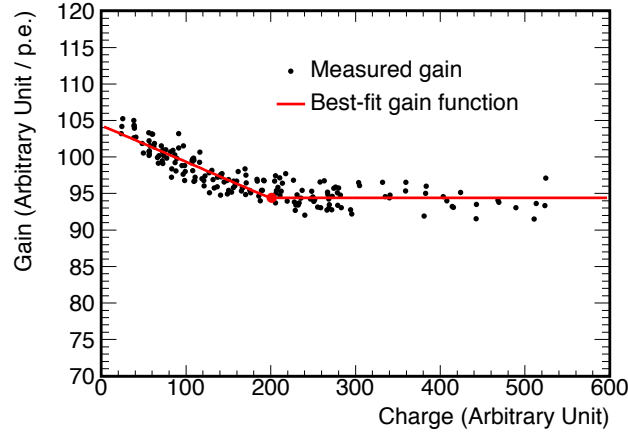
### Reconstrucción de la energía

La energía se reconstruye a partir del número total de fotoelectrones, PE, mediante las expresiones de la [ecuación 2.20](#) (una para datos y otra para MC), donde  $f_{unif}$  es la corrección de las inhomogeneidades en la respuesta del detector,  $f_{stab}$  es la corrección debida a la estabilidad de la conversión carga-energía,  $f_{MeV}$  es la escala de energía absoluta y  $f_{nl}$  es la corrección de no linealidad de la simulación de MC. La forma en la que se obtiene el número de fotoelectrones y las correcciones se explican a continuación.

$$(2.20) \quad \begin{aligned} E^{datos} &= PE \cdot f_{MeV} \cdot f_u \cdot f_{st} \quad (datos) \\ E^{MC} &= PE \cdot f_{MeV} \cdot f_u \cdot f_{nl} \quad (MC) \end{aligned}$$

- Número de fotoelectrones: El número total de fotoelectrones se obtiene mediante la [ecuación 2.21](#), donde  $i$  se refiere a cada PMT,  $q_i$  a la carga recogida por dicho PMT,  $g_i$  es la ganancia del PMT<sup>10</sup> (factor de conversión carga-fotoelectrón) y  $m$  indica si la ganancia corresponde a datos o MC. Se realizan calibraciones periódicas para tener en cuenta la variación de la ganancia en el curso de la toma de datos. Además, se ha observado una dependencia no lineal de la ganancia con la carga. Esta dependencia se observa en la [figura 2.7](#) que muestra la ganancia frente a la carga para una muestra de datos de calibración mediante LEDs en un PMT específico. La función obtenida del ajuste de esta curva, se usa para corregir en los datos la no linealidad que aparece para valores bajos de carga. Su causa es una limitación inherente a la digitalización de la carga debido a que el Flash-ADC no puede generar media cuenta, por lo que puede aparecer un sesgo de  $\pm 1$  cuenta ADC en el pedestal[45].

<sup>10</sup>En los datos se obtienen de la calibración LED.



*Figura 2.7:* Ganancia frente a la carga integrada obtenida a partir de datos de calibración LED para un PMT específico[45]. La línea roja es el mejor ajuste de los datos a la función utilizada por Double Chooz para describir la ganancia de un PMT.

$$(2.21) \quad PE = \sum_i q_i / g^m(q_i, t)$$

- Escala de energía absoluta: La escala de energía absoluta se determina mediante la posición del pico de 2.2 MeV debido a la captura de neutrones por un núcleo de hidrógeno. Para hacer esto se usan datos de calibración generados con una fuente de neutrones de  $^{252}\text{Cf}$  situada en el centro del detector. La conversión obtenida es 186.2 fotoelectrones/MeV para datos y 186.6 fotoelectrones/MeV para MC<sup>11</sup>.
- Corrección espacial: El número de fotoelectrones para una energía dada depende de la posición de la señal en el detector. La corrección consiste en obtener el número de fotoelectrones equivalente para la misma energía en el centro del detector. Dicha corrección se aplica como función de  $\rho^2 (= x^2 + y^2)$  y  $z$  y se obtiene usando el pico de captura de neutrones en hidrógeno a 2.2 MeV. La [figura 2.8](#) muestra el valor de la corrección obtenida para los datos en el plano  $\rho$ - $z$ . La muestra MC muestra patrones similares.
- Corrección temporal: La energía debe ser corregida para tener en cuenta variaciones en la respuesta del detector y en la ganancia media. Esta inestabilidad tiene una dependencia con la energía y, por tanto, se corrige a diferentes escalas de energía. Se usan las capturas de neutrones de espalación en hidrógeno y gadolinio y las desintegraciones  $\alpha$  del  $^{212}\text{Po}$  que, aunque tienen una energía de 8.95 MeV, se observan como una deposición de 1 MeV debido al “quenching”

<sup>11</sup>Una muestra de sucesos producidos por  $^{252}\text{Cf}$  es generada con una simulación MC y analizada igual que los datos reales.

en el líquido centellador. La [figura 2.9](#) muestra la evolución de la energías de las tres contribuciones respecto a su energía en el instante inicial tras la aplicación de la corrección temporal.

- Corrección de no linealidad: La energía visible del MC debe ser corregida por su no linealidad respecto a los datos. Esta no linealidad surge de dos fuentes: no linealidad de la carga y no linealidad de la luz. La expresión del factor de corrección aparece en la [ecuación 2.22](#) para el canal de gadolinio (o la [ecuación 2.23](#) para el canal de hidrógeno), donde  $E_{vis}^0$  es la energía visible después de la corrección de uniformidad. El primer factor representa la corrección de la carga, el cual se asocia al sistema de lectura y el algoritmo de integración, mientras que la no linealidad en la luz generada se tiene en cuenta en el segundo factor. Este segundo factor se aplica solo a la señal del positrón porque surge del modelo de centelleo, el cual es dependiente del tipo de partícula.

$$(2.22) \quad f_{nl}(E_{vis}^0) = f_{nl-q}(E_{vis}^0) f_{nl-l}(E_{vis}^0) = (q_1 * E_{vis}^0 + q_0) \left( \frac{l_1}{E_{vis}^0} + l_0 \right) =$$

$$(0.0023 * E_{vis}^0 + 0.9949) \left( \frac{-0.027}{E_{vis}^0} + 1.008 \right)$$

$$(2.23) \quad f_{nl} E_{vis}^0 = -0.0001 * E_{vis}^0 + 1.004 \quad \frac{-0.027}{E_{vis}^0} + 1.008$$

La no linealidad de la carga se determina usando datos de calibración de la fuente de  $^{252}\text{Cf}$ <sup>12</sup>, comparando la energía de los  $\gamma$  de la captura en hidrógeno, 2.22 MeV, con la energía media de los  $\gamma$  producidos en la captura en gadolinio, cuyo valor medio es 2.2 MeV (al emitir varios  $\gamma$ , la energía total es 8 MeV). Por tanto, la discrepancia en el cociente entre los picos de captura en hidrógeno y en gadolinio entre datos y MC se entiende como consecuencia de un sesgo sistemático en la simulación del sistema de lectura y en el algoritmo de reconstrucción de la carga.

Para evaluar la no linealidad en la luz se generan muestras MC con diferentes combinaciones de valores del parámetro de *quenching* de la ley de Birks (kB) y de la luz producida en el centellador (dentro de los errores de las medidas de laboratorio). Variar este último término modifica la relación entre la luz de centelleo y la luz Cherenkov producida por la partícula resultando en un cambio en la no linealidad. A partir de las combinaciones de valores que mejor se ajustan a los datos se generan muestras MC de positrones que se comparan con la producida con el valor nominal para determinar la corrección y el error sistemático asociado.

---

<sup>12</sup>Con la fuente colocada en el centro del detector para el canal de gadolinio y lo más alejado posible del blanco para el canal de hidrógeno

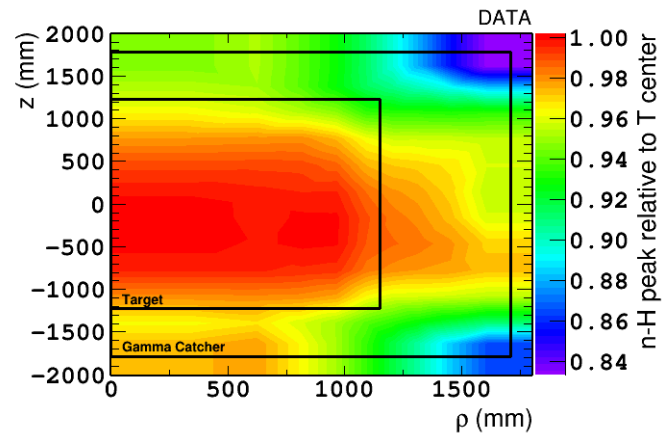


Figura 2.8: Mapa de corrección espacial de la energía respecto al centro del detector para datos de física[45].

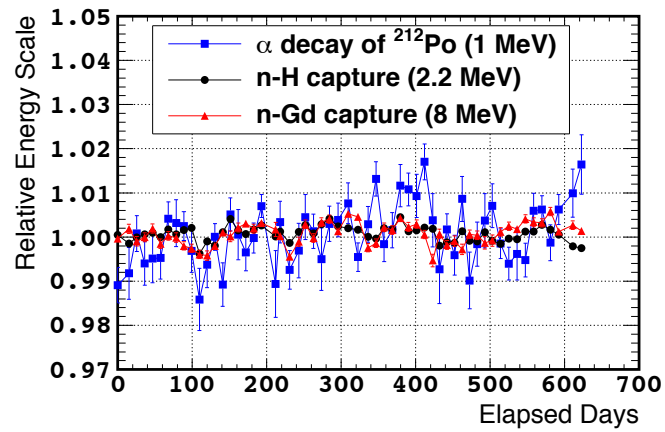


Figura 2.9: Variación temporal de la energía utilizando las señales de capturas de neutrones de espalación en hidrógeno, en gadolinio y las desintegraciones radiactivas naturales Bi-Po tras la aplicación de la corrección temporal[45].





# Capítulo 3

## SELECCIÓN DE ANTINEUTRINOS

*“La inspiración existe, pero tiene que encontrarte trabajando.”*  
*Pablo Picasso*

Los antineutrinos se identifican mediante una coincidencia temporal de una señal rápida correspondiente a un positrón y una señal retardada que se corresponde con una captura de neutrón por un núcleo. Los cortes utilizados para seleccionar las muestras de antineutrinos de datos y MC de acuerdo a estas características se describen en este capítulo, en el que se realiza una breve introducción sobre los datos utilizados y los canales de detección se realiza en la [sección 3.1](#). La [sección 3.2](#) describe los fondos que la selección debe rechazar. La [sección 3.3](#) explica la preselección de señales válidas para el análisis, a partir de las cuales se realiza la selección de antineutrinos mostrada en las [secciones 3.4 y 3.5](#). Por último, la [sección 3.6](#) muestra los resultados de dicha selección, cuya eficiencia se calcula en la [sección 3.7](#).

### 3.1. Introducción

Los datos que se utilizan en el análisis han sido recogidos por el detector lejano de Double Chooz desde abril de 2011 hasta enero de 2013. Este periodo de datos corresponde a un tiempo de toma de datos de 489.5 días, los cuales han sido utilizados para desarrollar los análisis con un solo detector que se presentan en esta tesis. En estos análisis el canal principal es aquel en el que los antineutrinos se identifican mediante capturas de gadolinio (canal de gadolinio), canal para el que se diseñó el detector. Sin embargo, la existencia de líquido centellador en el GC permite aumentar el tamaño del blanco si se consideran las capturas del neutrón en hidrógeno (canal de hidrógeno). Este canal permite aumentar el número de antineutrinos seleccionados de antineutrinos en más del doble, por lo que tiene una incertidumbre estadística menor que el canal de gadolinio, pero como contrapartida tiene una mayor incertidumbre sistemática asociada a la detección y a los fondos.

La incertidumbre asociada a la detección en el canal de hidrógeno es debida a que el GC no fue caracterizado con la misma precisión que el blanco y el número de protones no es conocido con la misma precisión. La incertidumbre asociada a los fondos se incrementa debido a la baja energía emitida en la captura (2.2 MeV) y el mayor tiempo entre señales ( $\sim 200 \mu\text{s}$ ), que aumentan considerablemente la contaminación debida a coincidencias accidentales. Sin embargo, Double Chooz ha sido capaz de optimizar la selección del canal de hidrógeno mediante una red neuronal consiguiendo una relación señal/ruido (S/B) de  $\sim 15$ [91], muy superior al valor de  $\sim 1$  que se obtenía con una selección de cortes consecutivos similar a la del canal de gadolinio[92].

### 3.2. Fondos esperados en las muestras de antineutrinos

A las muestras de antineutrinos, provengan de un canal u otro, se les aplica una serie de vetos o cortes para reducir los fondos presentes sin sacrificar una cantidad importante de antineutrinos. Algunos de estos cortes se basan en las características de los fondos, por lo que es necesario conocer la contaminación presente en cada muestra. En la muestra del canal de gadolinio, los fondos dominantes son los correlacionados y en el canal de hidrógeno domina el fondo accidental.

**Fondo accidental:** El fondo accidental es el producido por una coincidencia aleatoria de dos señales causadas por procesos diferentes. En el canal de hidrógeno, el fondo accidental está dominado por coincidencias entre desintegraciones radioactivas y, en el canal de gadolinio, por coincidencias de una desintegración radioactiva natural con una desintegración de un isótopo cosmogénico inestable o con una captura de un neutrón por gadolinio. La contribución de las coincidencias accidentales a la muestra de antineutrinos se puede reducir requiriendo la correlación, temporal y espacial, entre la pareja de señales.

**Fondo correlacionado:** El fondo correlacionado se produce cuando una misma fuente produce las dos señales en el detector y, por tanto, existe una relación entre las mismas. Como se describió en el capítulo anterior, los muones son la principal causa de este tipo de fondo al producir numerosas partículas a su paso por la materia, por lo que se aplica un veto tras los mismos para conseguir una reducción considerable. En Double Chooz hay tres tipos de fondos correlacionados significativos: muones que se paran y posteriormente se desintegran en el detector (*stopping muons*), neutrones rápidos y desintegraciones de isótopos cosmogénicos inestables  $\beta$ -n. La signature de las desintegraciones  $\beta$ -n es la coincidencia de la partícula  $\beta$  y del neutrón producidos en la desintegración, generando una signature similar a la del antineutrino. Esta signature junto con el largo tiempo de vida ( $\sim 200 \text{ ms}$ ) provocan que sea el fondo más difícil de eliminar debido a la dificultad de establecer la correlación entre los productos de la desintegración y el muón inicial. Para reducir este fondo en la medida de lo posible se debe recurrir a métodos probabilísticos y la estimación de

su contribución residual se realiza mediante métodos estadísticos. La signatura de los *stopping muons* es debida a una traza de muón previa a la detección del electrón de Michel producido en su desintegración, mientras que la signatura de los neutrones rápidos es la coincidencia de los retrocesos de protones debidos a las colisiones mediante las que se produce la termalización con la captura de dicho neutrón. Los neutrones rápidos y *stopping muons* son rechazados en gran medida por los vetos del detector, ya que tanto los neutrones rápidos como los muones se producen fuera del mismo. Además de usar los vetos, también se aplican cortes relacionados con las características de las señales debidas a estos dos fondos.

### 3.2.1. *Light-Noise* (LN)

Durante el *commissioning* del FD se encontró un tipo inesperado de señales en el detector. Estas señales son debidas a destellos esporádicos y espontáneos de la luz desde la base de algunos PMTs[93], razón por la que la base de los PMTs del ND (construido después) se cubrieron. La luz emitida por estos PMTs produce señales a las que la reconstrucción asigna más de 0.5 MeV, por lo que es fundamental entender su comportamiento para reducir y evaluar su impacto en la muestra usada para medir  $\theta_{13}$ .

**Evidencias del LN:** Durante el *commissioning* se hicieron tests con un sistema portátil al que se conectaron 16 PMTs situados en el fondo del detector. Cuando el alto voltaje que hace funcionar a los PMTs se aplicaba exclusivamente a estos 16 PMTs, la frecuencia de señales que recogían era 10 Hz, mientras que si el voltaje se aplicaba a los 390 PMTs, la frecuencia de señales (recogida por estos 16 PMTs) se incrementaba hasta los 120 Hz. Estas medidas sugerían que la luz producida por estas señales se originaba en los PMTs. Para comprobar que este efecto no fuese debido a un funcionamiento inadecuado de algunas unidades, se utilizaron diferentes conjuntos de PMTs, de los cuales se obtuvieron resultados similares. Las señales (a las que nos referiremos como *light-noise* o LN) aparecían unas decenas de segundos después de que el voltaje de los PMTs alcanzase el valor nominal y su frecuencia se mantenía estable durante horas. Para paliar el efecto de estas señales sobre el fondo, el voltaje aplicado a los PMTs se bajó de manera que la ganancia fuera 5/6 del valor nominal. Además, se apagaron los 15 PMTs que producían una mayor cantidad de señales a alta energía, ya que las señales de alta energía pueden actuar como señal rápida o como señal retardada, mientras que las señales de baja energía solo pueden actuar como señal rápida.

**Causas del LN:** Las causas de estas emisiones espontáneas se descubrieron mediante estudios en el laboratorio. La emisión de luz se producía en la base de los PMTs, pero esta emisión desaparecía cuando dicha base no disponía de la resina epoxi utilizada para aislar los componentes del PMT del aceite mineral del *buffer*. El resultado de diversos tests mostró que la emisión era resultado del efecto combinado de calor y alto voltaje sobre la resina epoxi que cubre las bases de los PMTs. Una descripción más detallada puede encontrarse en la referencia [93]. La amplitud

y frecuencia de las señales varían con la temperatura y el alto voltaje aplicado, efecto que se observa en la [figura 3.1](#) donde se muestra la evolución temporal de la frecuencia de señales recogidas en el detector. La frecuencia de señales de física debe ser estable en el tiempo, por lo que el incremento en la frecuencia es debido al LN. En la figura aparecen zonas sombreadas correspondientes a los periodos con incremento de temperatura del *buffer*, coincidentes con los incrementos más importantes de la frecuencia.

### 3.3. Preselección

El primer nivel del proceso de selección es la preselección, cuyo objetivo es rechazar las siguientes señales:

- Señales cuya energía se encuentra en un rango donde la eficiencia del sistema de disparo no es el 100 %.
- Señales no físicas (LN o señales producidas por la electrónica tras el paso de un muón).
- Muones y señales físicas posteriores a estos

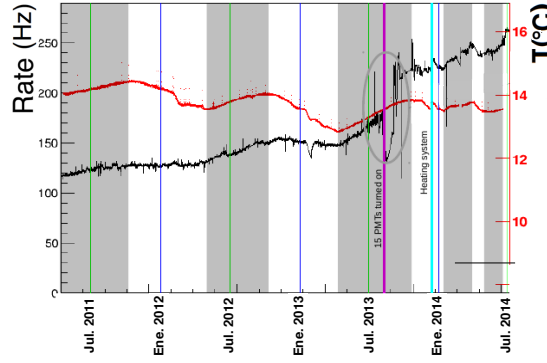
Para seleccionar las señales válidas (o *triggers* válidos) se aplican tres cortes diferentes: la energía umbral, el veto del muón y los cortes de *light-noise*.

#### 3.3.1. Energía umbral: Eficiencia del sistema de disparo

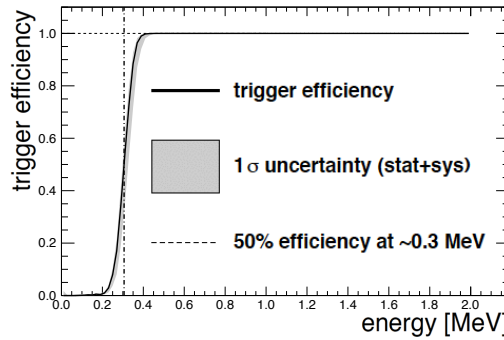
En la [sección 2.5.1](#) se explicó el funcionamiento del sistema de disparo. Cuando uno de los dos grupos de 195 PMTs supera una carga umbral fijada, la señal se digitaliza y guarda. Se deduce de forma trivial que si la señal deposita una carga mayor a dos veces la carga umbral, al menos uno de los grupos activará el *trigger*. Para cargas menores, la activación o no del *trigger* depende de la distribución de la carga en el detector, por lo que para dichos valores la eficiencia no es 100 %. Como la carga es proporcional a la energía, salvo pequeñas correcciones, se puede determinar el valor mínimo de la energía para el que la eficiencia del *trigger* es el 100 %.

La eficiencia del *trigger* se calcula con una muestra de datos tomada con un umbral de carga significativamente más bajo que el nominal. La [figura 3.2](#) muestra la eficiencia del sistema de disparo en función de la energía, característica que ha sido obtenida gracias a esta nueva muestra. En nuestro análisis sólo se considerarán señales con más de 0.4 MeV donde la eficiencia del *trigger* es del 100 %.

$$(3.1) \quad E_{\text{señal}} > 0.4 \text{ MeV}$$



*Figura 3.1:* Evolución temporal de la temperatura (línea roja) desde abril de 2011 hasta julio de 2014 (el análisis presentado en la tesis abarca hasta enero de 2013) y la frecuencia de señales recogida por el detector lejano, o *trigger rate*, en dicho periodo (línea negra). Las regiones sombreadas corresponden a periodos en los que la temperatura del detector aumenta, la línea morada muestra el momento en el que los 15 PMTs apagados por su emisión de alta energía volvieron a ser encendidos y la línea celeste la instalación de un sistema para mantener estable la temperatura de los líquidos del detector. En verano de 2013 se realizaron diversas operaciones en el detector, razón por la que la frecuencia de señales varía de forma inesperada.



*Figura 3.2:* Eficiencia del sistema de disparo del FD de Double Chooz[94].

### 3.3.2. Veto del muón

Como ya se ha mencionado, se elimina una gran cantidad de fondo correlacionado rechazando las señales inmediatamente posteriores a un muón. Para identificar los muones se tiene en cuenta que dejan una gran cantidad de energía al atravesar un líquido centellador, por lo que se consideran muones aquellas señales que depositan una cantidad de energía elevada en el ID o en el IV, [ecuación 3.2](#). La cantidad de muones identificados con esta definición es 1,913,266,191. Esto proporciona una frecuencia de detección de muones de  $45.2378 \pm 0.0010$  Hz.

$$(3.2) \quad E_{ID} > 20 \text{ MeV} \quad \text{ó} \quad E_{IV} > 16 \text{ MeV}$$

Una vez los muones son identificados, se eliminan las señales que hay en

un determinado periodo después de estos (incluido el muón), al que llamaremos veto del muón. Para determinar este periodo de tiempo se utiliza el tiempo entre el muón inmediatamente anterior a los sucesos y dichos sucesos ( $\Delta t_{\mu-signal}$ ). La [figura 3.3](#) muestra la distribución de  $\Delta t_{\mu-signal}$  para el canal de gadolinio, donde se observa que la distribución tiene dos contribuciones. Para poder cuantificar cada contribución, la distribución se ajusta a la suma de dos exponenciales (línea roja), la exponencial que tiene una mayor pendiente es debida a los sucesos correlacionados con el muón, mientras que la exponencial con una pendiente menor corresponde a los sucesos no correlacionados con el muón<sup>1</sup>. Se rechaza el periodo de tiempo en el que la contribución de las señales correlacionadas es significativo, [ecuación 3.3](#), siendo mayor en el canal de hidrógeno porque su tiempo de captura de neutrones es mayor que el de gadolinio.

$$(3.3) \quad \begin{array}{ll} 0 \leq \Delta t_{\mu-signal} < 1 \text{ ms} & \text{canal de gadolinio} \\ 0 \leq \Delta t_{\mu-signal} < 1.25 \text{ ms} & \text{canal de hidrógeno} \end{array}$$

El tiempo rechazado después de cada muón, o tiempo muerto, no se utiliza en el análisis. Así, llamaremos “tiempo útil” al tiempo de toma de datos menos el tiempo muerto. Los 489.5 días de datos contienen un tiempo útil de 468.2 días en el canal de gadolinio y de 462.9 días en el canal de hidrógeno.

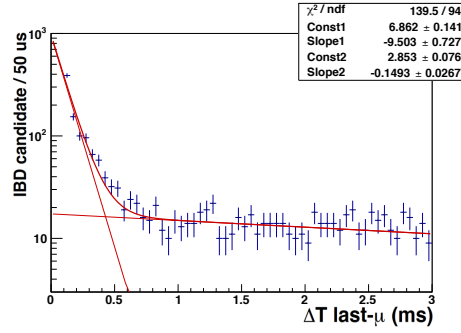
### 3.3.3. Cortes de *Light-Noise*

Las señales de LN perjudican el análisis porque contribuyen al fondo accidental y, si la emisión de luz del PMT se prolonga en el tiempo lo suficiente para activar dos veces el sistema de disparo, también al fondo correlacionado. Para poder eliminarlas se utilizan las características que las distinguen de las señales de física, que pueden observarse en la [figura 3.4](#). En la figura se ve que la carga producida por el LN es mayoritariamente recogida por un único PMT y que el comienzo de la llegada de la luz residual al resto de PMTs se extiende a lo largo de toda la ventana del *trigger*. Por otro lado, para los sucesos de física se observa que la señal es recogida por un gran número de PMTs casi simultáneamente. En el análisis, estas diferencias se aplican mediante cuatro variables: carga máxima sobre carga total (QMQT), dispersión media cuadrática del tiempo de inicio del pulso ( $RMS(t_{start})$ ), dispersión media cuadrática de la carga ( $RMS(Q)$ ) y la diferencia de carga con los PMTs vecinos ( $Q_{diff}$ ).

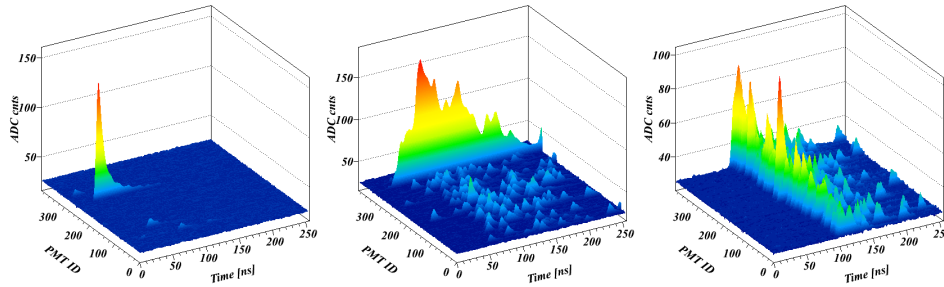
**Carga máxima sobre carga total:** Carga máxima recogida por un PMT dividida entre la carga total recogida por todos los PMTs. Como se observa en la [figura 3.4](#), la carga de las señales de LN se suele recoger en su mayor parte por el PMT que produjo el destello (imágenes izquierda y central), mientras que en la señales de física la carga está más repartida entre los PMTs (imagen derecha), de forma que

---

<sup>1</sup>la distribución de tiempo entre muones sigue una distribución exponencial



**Figura 3.3:** Cantidad de sucesos seleccionados en un periodo de datos de seis meses en función del tiempo transcurrido desde el último muón. El mejor ajuste (curva roja) corresponde a la suma de dos exponenciales (rectas rojas de la imagen). Para poder observar las dos contribuciones de forma adecuada se ha utilizado una muestra extendida, aplicando unos cortes menos restrictivos que los de las [secciones 3.3 y 3.4](#) [95].



**Figura 3.4:** Carga frente a tiempo de la ventana del *trigger* para cada uno de los 390 PMTs. En las dos imágenes de la izquierda se muestran *triggers* típicos de LN y en la de la derecha un *trigger* de física.

los valores de QMQT serán más bajos en las señales de física. Aprovechando esto, se rechazan las señales con un valor de QMQT elevado, exigiendo que las señales válidas cumplan la [ecuación 3.4](#).

$$(3.4) \quad QMQT < 0.12$$

**Dispersión media cuadrática del tiempo de inicio del pulso ( $RMS(t_{start})$ ) y dispersión media cuadrática de la carga recogida por los PMTs ( $RMS(Q)$ ):**

La luz de los procesos físicos se produce en el líquido centellador (centro del ID) y, como consecuencia,  $RMS(t_{start})$  toma valores pequeños (generalmente menos de 40 ns). Los procesos de LN en los que llega luz a un gran número de PMTs, tienen un valor mayor de  $RMS(t_{start})$  porque la luz se ha producido en un PMT, lejos del centro del detector. Además, el LN se emite a lo largo de un periodo de tiempo



indeterminado y la luz puede sufrir varias reflexiones en las paredes del buffer y en los blindajes de los PMTs, lo que ayuda al incremento de  $RMS(t_{start})$ . Basta con aplicar el corte de la [ecuación 3.5](#) para rechazar la mayoría de las señales de LN. Sin embargo, esta condición podría rechazar señales de física de baja energía porque, al recoger pocos fotoelectrones, algunos PMTs tardarán más en empezar a recoger carga. Por otra parte, en estas señales, el valor de  $RMS(Q)$  será pequeño, porque ya lo era la carga. Para recuperar las señales de física rechazadas, se establece una nueva condición que aparece en la [ecuación 3.6](#) y se aceptan las señales que pasen, al menos, una de las dos condiciones.

$$(3.5) \quad RMS(t_{start}) < 36 \text{ ns}$$

$$(3.6) \quad RMS(Q) < 464 \text{ DUQ} - 8 \text{ DUQ/ns} \cdot RMS(t_{start})$$

**Diferencia de carga con los PMTs vecinos ( $Q_{diff}$ ):** Es la media de la diferencia de carga entre el PMT con máxima carga y todos los PMTs contenidos en una esfera de un metro. Esta variable es especialmente útil a alta energía porque las señales de LN de alta energía producen una cantidad de carga importante en un gran número de PMTs y una fracción significativa de las mismas cumplen los cortes de QMQT y  $RMS(t_{start})$ - $RMS(Q)$ . En lo que se refiere a esta variable, las señales válidas deben cumplir el corte de la [ecuación 3.7](#).

$$(3.7) \quad Q_{diff} < 30000 \text{ DUQ}$$

### 3.3.4. Muestra de señales preseleccionadas

La frecuencia de *triggers* válidos preseleccionados es estable en el tiempo, como puede observarse en la [figura 3.5](#). La frecuencia media es 13.22 Hz. Esto indica que la contribución de las señales de LN en la muestra es despreciable, ya que su contribución aumenta con el tiempo como se puede ver en la misma figura. La figura también muestra el espectro de energía, que está dominado por las desintegraciones radioactivas, que tienen energías menores a 5 MeV, siendo su cantidad 3 ó 4 órdenes de magnitud mayor que las señales debidas a las desintegraciones  $\beta$  de isótopos cosmogénicos, cuya energía supera los 5 MeV. A 8 MeV se observa el pico de las capturas de neutrones en gadolinio. Dentro de la zona de energía de las desintegraciones radioactivas se observan los picos de la desintegración de  $^{208}\text{Tl}$  a 2.6 MeV o la de  $^{40}\text{K}$  a 1.4 MeV. La [figura 3.5](#) también muestra los espectros de la preselección sin aplicar los cortes de LN; donde se observa el impacto que tienen dichas señales sobre la muestra, justificando el esfuerzo realizado en su reducción.

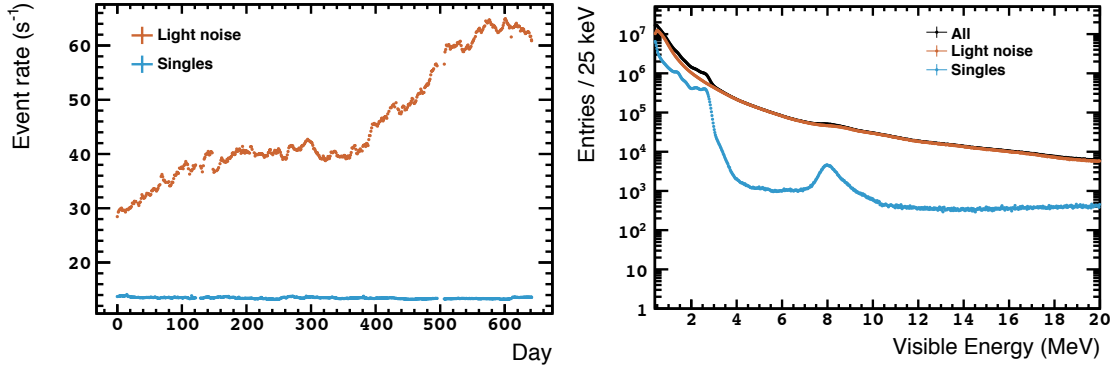


Figura 3.5: A la izquierda, la frecuencia diaria de *triggers* válidos (azul) y de las señales que superan el umbral y pasan el veto del muón, pero son rechazadas por los cortes de LN (rojo). A la derecha, el espectro energético de los mismos conjuntos de señales[96].

Por último, la muestra preseleccionada nos permite comprobar las predicciones para la frecuencia de señales debidas a desintegraciones radioactivas con más de 1 MeV, que se encontraba alrededor de los 5.56 Hz (sección 2.4.7). La frecuencia de señales de la muestra preseleccionada con más de 1 MeV es 5.5847 ( $\pm 0.0003$ ) Hz, en buen acuerdo con la predicción.

### 3.4. Identificación de los antineutrinos

Los antineutrinos se seleccionan a partir de los *triggers* válidos utilizando la signatura de la reacción IBD (sección 2.3), la cual tiene tres requisitos básicos:

- Una señal rápida con una energía,  $E_p$ , que debe ser compatible con un positrón.
- Una señal ligeramente retardada cuya energía,  $E_d$ , debe ser compatible con una captura de neutrón por el núcleo que define el canal.
- El tiempo entre esas dos señales,  $\Delta T$ , se encuentra en un intervalo determinado.

Además de los tres requisitos básicos, se añaden dos cortes adicionales para reducir fondo: un corte en la distancia entre los vértices de interacción de las señales ( $\Delta R$ ), aprovechando la cercanía entre las dos señales del antineutrino, y un corte de multiplicidad que exige que las dos señales estén aisladas, para rechazar las cascadas de neutrones que llegan al detector. La tabla 3.1 muestra los intervalos permitidos para cada una de las variables anteriores en los dos canales. En el caso del canal de hidrógeno, el impacto del fondo accidental es muy importante tras la aplicación de dichos cortes. Para poder mejorar la relación señal-fondo (S/B) se aplica un corte a la distribución de una variable producida mediante una red neuronal generada a

partir de muestras puras de los procesos que pretende discriminar: la muestra de MC de antineutrinos y una muestra pura de accidentales. A la variable se le llamará ANN. A continuación se van a explicar todos estos cortes en detalle.

Corte	Canal de Gd	Canal de H
Energía de la señal rápida ( $E_p$ )	[0.5,20] MeV	[1.20] MeV
Energía de la señal retardada ( $E_d$ )	[4,10] MeV	[1.3,3] MeV
Coincidencia temporal ( $\Delta T$ )	[0.5,150] $\mu s$	[0.5,800] $\mu s$
Corte espacial ( $\Delta R$ )	< 1 m	< 1.2 m
Corte de multiplicidad ( $t_{iso}, [t_p, t_n]$ )	800 $\mu s$ , [-200,600] $\mu s$	1.7 ms, [-800,900] $\mu s$

**Tabla 3.1:** Cortes exigidos para la identificación de los antineutrinos.  $t_{iso}$  hace referencia al tiempo de aislamiento total utilizado en el corte de multiplicidad,  $t_p$  al periodo del tiempo de aislamiento anterior a la señal rápida y  $t_n$  al periodo de tiempo posterior.

### 3.4.1. Energía del positrón

Como vimos, la energía del positrón es proporcional a la del antineutrino que ha producido la reacción IBD, por lo que el rango de energías es amplio, desde  $\sim 1$  MeV hasta unos  $\sim 8$  MeV. Como se muestra en la [tabla 3.1](#), Double Chooz ha decidido aumentar el intervalo de energías hasta los 20 MeV en el límite superior y hasta los 0.5 MeV en el inferior. Este incremento va orientado a disminuir la incertidumbre que introducen los fondos en el valor de  $\theta_{13}$ , como se describe en el [capítulo 7](#). En el caso del canal de hidrógeno, el límite inferior se eleva hasta 1 MeV para no incorporar a la muestra los antineutrinos que interaccionan en el *buffer*. En estos antineutrinos, uno de los dos  $\gamma$  producidos por la aniquilación del positrón puede llegar al GC<sup>2</sup> produciendo una señal rápida de unos 0.5 MeV. Como la energía cinética se deposita en el *buffer* sin producir luz de centelleo, la relación entre la energía del positrón y la del antineutrino que lo produjo no existe.

### 3.4.2. Energía de la captura del neutrón

Como ya se ha explicado, cada canal tiene un rango diferente. Esto es debido a que en el caso del hidrógeno la energía liberada en la captura se encuentra en torno a 2.2 MeV y en el caso del gadolinio alrededor de 8 MeV. En el canal de gadolinio se escoge un amplio intervalo entre 4 MeV y 10 MeV para maximizar la eficiencia (las capturas por encima de 10 MeV o por debajo de 4 MeV son despreciables), cuyo impacto en la medida de  $\theta_{13}$  es superior al de los fondos que no provienen de la captura de un neutrón. En el canal de hidrógeno también se escoge un intervalo que permite maximizar la eficiencia a pesar de que en este canal el impacto de los fondos es considerablemente más importante. Esto se produce porque posteriormente se llevará a cabo una reducción importante del fondo a partir de la variable ANN, que utiliza  $E_d$  como uno de los parámetros que la generan.

<sup>2</sup>La probabilidad de que lleguen ambos es despreciable.

### 3.4.3. Coincidencia temporal

El positrón deposita su energía en el centellador inmediatamente, pero el neutrón tarda cierto tiempo en ser capturado, por lo tanto, el tiempo medio entre la señal rápida y la retardada es el tiempo medio de captura del neutrón por el núcleo correspondiente, unos  $30 \mu\text{s}$  en las capturas en gadolinio y unos  $200 \mu\text{s}$  en las capturas en hidrógeno. A partir de estos datos se define la ventana de coincidencia (periodo de tiempo posterior a la señal rápida, en el que la selección permite encontrar la señal retardada), que abarca desde el régimen de termalización, donde la probabilidad de captura se incrementa rápidamente, hasta un tiempo en el que prácticamente todos los neutrones han sido capturados. En el canal de gadolinio, la ventana de coincidencia abarca desde los  $0.5 \mu\text{s}$  hasta los  $150 \mu\text{s}$  y en el caso del canal de hidrógeno cubre desde los  $0.5 \mu\text{s}$  hasta los  $800 \mu\text{s}$ . Al igual que ocurría con la energía de la captura del neutrón, en el canal de hidrógeno se permite un intervalo amplio porque el fondo se reduce mediante la variable ANN, siendo  $\Delta T$  uno de los parámetros que la generan.

### 3.4.4. Cortes de multiplicidad: Aislamiento

Los muones pueden generar cascadas de neutrones rápidos en su interacción con la materia. Si estos neutrones entran en el detector pueden causar una serie de señales consecutivas que podrían ser seleccionadas como antineutrinos. Para reducir la contribución de este fondo se aplica el corte de multiplicidad, requiriendo únicamente dos señales en una ventana de tiempo dada. Por tanto, se rechaza cualquier suceso que tenga una tercera señal cercana temporalmente. La ventana de tiempo en la que no puede ocurrir una tercera señal, llamada ventana de aislamiento. La ventana se elige intentando minimizar la ineficiencia debida a coincidencias aleatorias de la señal de los antineutrinos con otro *trigger* válido, pero maximizando el rechazo de neutrones. Adicionalmente, el corte de multiplicidad tiene el beneficio de identificar de manera unívoca a las señales con un único antineutrino. Sin este corte, una señal puede actuar de señal rápida de dos sucesos que se encuentran en la ventana de coincidencia o formar una coincidencia como señal retardada y otra como señal rápida.

Para aplicar este corte se toma como referencia la señal rápida y se exige que no haya ningún *trigger* válido en un tiempo previo ( $t_p$ ) y que el único *trigger* válido en un tiempo posterior ( $t_n$ ) sea la señal retardada. Esto genera una ventana de aislamiento de longitud  $t_{iso}$  que abarca desde un tiempo  $t_p$  anterior a la señal rápida hasta un  $t_n$  posterior. Para que una señal no pueda ser parte de dos antineutrinos, tanto  $t_p$  como  $t_n$  tienen que ser mayores que la ventana de coincidencia. Dado que la ventana de coincidencia es diferente en el canal de gadolinio y en el canal de hidrógeno, también lo es la ventana de aislamiento. En el caso del canal de gadolinio, la ventana de aislamiento queda descrita por los parámetros de la [ecuación 3.8](#) y en el canal de hidrógeno por los de la [ecuación 3.9](#).

$$(3.8) \quad t_p = 200 \mu\text{s} \quad \text{y} \quad t_n = 600 \mu\text{s}$$

$$(3.9) \quad t_p = 800 \mu s \quad y \quad t_n = 900 \mu s$$

### 3.4.5. Corte espacial

La [figura 3.6](#) muestra la distribución de  $\Delta R$  para el canal de gadolinio de la muestra MC de los antineutrinos, de los datos reales y de una muestra pura de fondo accidental (en la [sección 4.1](#) se mostrará cómo se obtiene). En ella se observa cómo un corte en  $\Delta R$  permite eliminar una gran cantidad de fondo accidental sin rechazar una cantidad importante de antineutrinos. Los valores utilizados en este corte aparecen en la [tabla 3.1](#) y se escogen a partir de esta distribución. En ambos canales se escogen rangos que permitan mantener una eficiencia alta. En el canal de gadolinio, el corte escogido reduce 12 veces la cantidad del fondo accidental presente en la muestra. En el canal de hidrógeno, la reducción es menor al utilizar un corte más suave. Al igual que ocurría con  $E_d$  y  $\Delta T$ , esto se debe a que la mayor reducción del fondo accidental se llevará a cabo mediante la variable ANN, en cuya obtención participa  $\Delta R$ .

### 3.4.6. Red neuronal artificial (ANN) para la selección de antineutrinos en el canal de hidrógeno

En los primeros análisis, la elevada frecuencia del fondo accidental en el canal de hidrógeno se reducía mediante unos cortes secuenciales en las variables  $E_d$ ,  $\Delta T$  y  $\Delta R$  (más restrictivos que los descritos anteriormente). Las diferencias de comportamiento entre antineutrinos y accidentales se ilustran en la [figura 3.7](#), donde aparece la representación tridimensional de  $\Delta R$ ,  $\Delta T$  y  $E_d$  para la simulación de antineutrinos (izquierda) y la muestra pura de accidentales de la [sección 4.1](#) (derecha). La red neuronal aprovecha estas diferencias explotando, no solo las diferencias en cada variable por separado, como hacen los cortes secuenciales, sino también las correlaciones entre ellas.

La estructura neuronal de la red consta de cuatro nodos en la capa de entrada (uno para cada variable y un nodo de sesgo, cuyo valor es fijo). Los nodos de esta capa se combinan para dar lugar a ocho de los nueve nodos que contiene la capa oculta, el otro es un nodo de sesgo. Los nodos de la capa oculta se combinan para generar la salida. La función de activación neuronal que se aplica sobre las combinaciones de cada nodo es una tangente hiperbólica que genera un rango de salida entre -1.2 y 1.2. La red neuronal es entrenada con el MC de antineutrinos y la muestra pura de accidentales. Después, diferentes muestras fueron utilizadas para comprobar el correcto funcionamiento de la red neuronal. El corte en la variable ANN se establece maximizando la relación señal-ruido (S/B). El valor elegido se muestra en la [ecuación 3.10](#), este corte eleva la relación S/B hasta un valor en torno a 12, mientras que usando los cortes secuenciales restrictivos la relación era menor de 2 (en el canal de gadolinio se encuentra en torno a 23 y aumenta a 800 si solo se considera el fondo

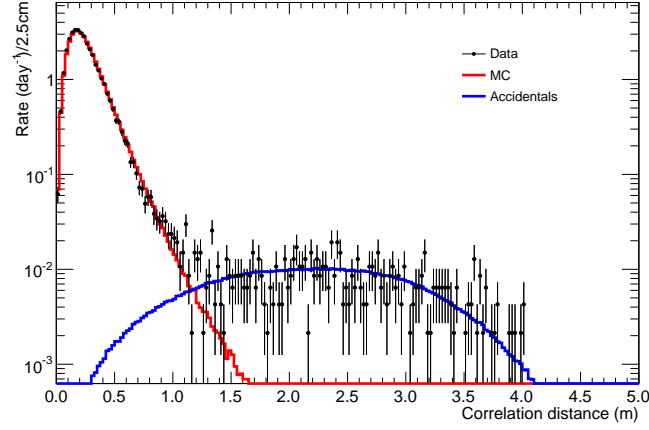


Figura 3.6: Distribuciones de la variable  $\Delta R$  para la muestra de antineutrinos (puntos negros); la muestra pura de accidentales (línea azul), ver capítulo 4, y el MC (línea roja) para el canal de gadolinio.

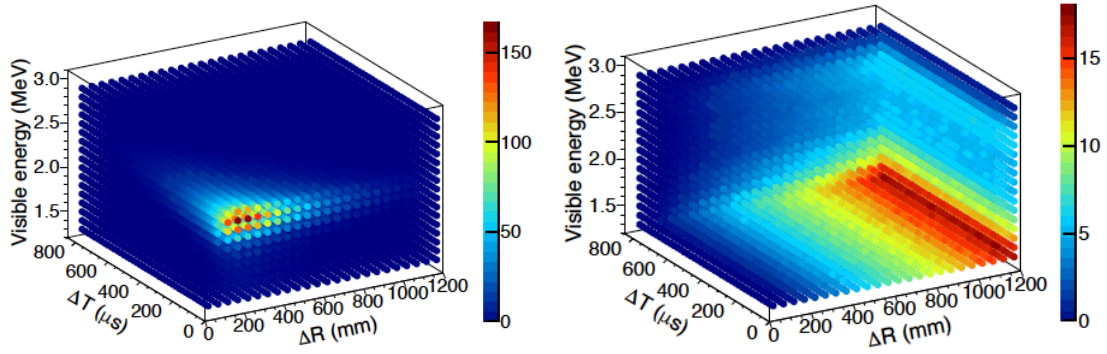


Figura 3.7: Distribuciones tridimensionales  $\Delta R$ - $\Delta T$ - $E_d$  de la muestra de MC de antineutrinos (izquierda) y de la muestra pura de accidentales (derecha)[97].

accidental). La red neuronal mejora la relación S/B unas 7 veces, mientras que la eficiencia de selección solo decrece un 6 %.

La salida de la ANN se muestra en la figura 3.8 para las muestras de antineutrinos seleccionados a falta de este corte y la muestra pura de accidentales. La diferencia entre ambas exhibe un buen acuerdo con la simulación de MC.

$$(3.10) \quad ANN > -0.23$$

### Efecto de la selección sobre la muestra de MC

La muestra MC debe ser idéntica a los datos y, por tanto, debe someterse a la misma selección que estos. Se ha comprobado que ningún corte afecta a la distribución de la energía de la señal rápida, usada en el cálculo de  $\theta_{13}$ . Por tanto,

es suficiente evaluar la ineficiencia introducida por cada corte para corregir adecuadamente la normalización del MC. En la [sección 3.7](#) se mostrará el calculo de la eficiencia de selección.

### 3.5. Cortes para la reducción de fondos correlacionados

El corte espacial y la red neuronal rechazan señales no correlacionadas espacial o temporalmente, es decir, fondo accidental. Para eliminar los fondos correlacionados se utilizan otras variables como las señales de los vetos internos y externos, correlación con muones previos, etc. A continuación se muestran en detalle los cortes aplicados para dicha reducción.

#### 3.5.1. Coincidencia con la señal del OV

Se rechazan los sucesos cuya señal rápida coincide con una deposición de energía en el OV, lo que permite identificar *stopping muons* y, en menor medida, neutrones rápidos. La deposición de energía del OV es anterior a las dos señales del suceso, por lo que basta con rechazar los sucesos cuyas señales rápidas estén correlacionadas con una señal del OV, en concreto, se exige que la señal del ID ocurra después y a menos de 224 ns de la primera.

Al igual que ocurría con el veto del muón, los 224 ns posteriores a las señales del OV no se utilizan en el análisis, por lo que el corte introduce un nuevo tiempo muerto. La fracción de tiempo que rechaza el OV depende del tiempo que ha estado en funcionamiento cada parte del OV ([sección 2.4.5](#)). Tras tener en cuenta este tiempo muerto, el tiempo útil de datos es 467.9 días en el caso del canal de gadolinio y 462.7 días en el caso del canal de hidrógeno.

#### 3.5.2. Coincidencia con la señal del IV

En los cortes de la preselección, el IV se utilizó para identificar como muones las señales con una energía mayor a 16 MeV. Sin embargo, hay partículas generadas en el exterior del ID que depositan una menor cantidad de energía, como la radioactividad natural exterior o una parte de los neutrones rápidos que penetran en el detector. Si estas partículas también producen una señal en el ID, pueden generar sucesos de fondo. Por esta razón, el suceso será rechazado si, en la misma ventana del *trigger*, se recogen señales en el ID y el IV y dichas señales están correlacionadas espacial y temporalmente.

Las coincidencias aleatorias entre señales producidas por antineutrinos en el ID y señales del IV disminuirían la eficiencia de la selección. Para reducir esta ineficiencia se exige que la señal del IV no sea ruido electrónico mediante dos requisitos:

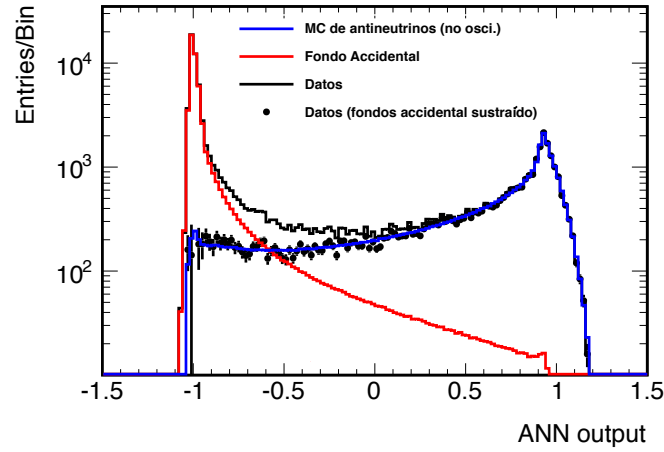


Figura 3.8: Salida de la red neuronal del canal de hidrógeno para datos, simulación MC de antineutrinos y fondo accidental [92].

- El número de PMTs del IV que recogen carga  $\geq 2$ .
- La carga recogida en el IV  $\geq 400$  DUI ( $\sim 250$  keV)

Finalmente, una vez reconstruido el vértice de la señal del IV<sup>3</sup>, se pide la coincidencia temporal y espacial entre las dos señales:

- La diferencia de tiempo entre la señal del IV y la señal del ID ( $\Delta T_{ID-IV}$ <sup>4</sup>) debe encontrarse en el intervalo definido por los parámetros  $\Delta T_{ID-IV}^{min}$  y  $\Delta T_{ID-IV}^{max}$ .
- La distancia entre los vértices ( $\Delta R_{ID-IV}$ ) debe ser menor que el parámetro  $\Delta R_{ID-IV}^{max}$ .

Los valores de estos parámetros en el canal de gadolinio aparecen en la ecuación 3.11 y los del canal de hidrógeno se muestran en la ecuación 3.12.

$$(3.11) \quad \Delta T_{ID-IV}^{min} = -110 \text{ ns} \quad ; \quad \Delta T_{ID-IV}^{max} = -10 \text{ ns} \quad \text{y} \quad \Delta R_{ID-IV}^{max} = 3.7 \text{ m}$$

$$(3.12) \quad \Delta T_{ID-IV}^{min} = -110 \text{ ns} \quad ; \quad \Delta T_{ID-IV}^{max} = -20 \text{ ns} \quad \text{y} \quad \Delta R_{ID-IV}^{max} = 4 \text{ m}$$

En el canal de gadolinio no se espera que los fondos presentes en la señal retardada estén correlacionados con el IV. Tanto los isótopos cosmogénicos como la

<sup>3</sup>A diferencia del ID, la reconstrucción del vértice del IV se realiza mediante una red neuronal.

<sup>4</sup>La variable  $\Delta T_{ID-IV}$  se define como  $\Delta T_{ID-IV} = t_{IV} - t_{ID}$ , donde  $t_{IV}$  es el tiempo de la señal reconstruida del IV y  $t_{ID}$  el de la señal reconstruida del ID.



captura de neutrones se producen en el interior del detector. Como consecuencia, aplicar el corte a la señal retardada no mejorará los resultados y aumentará la ineficiencia. Por otro lado, en el canal de hidrógeno, la radioactividad natural se encuentra en el rango de energía de la señal retardada. La radiación  $\gamma$  que procede de las desintegraciones radioactivas del exterior del ID contribuye a la señal retardada del fondo y pueden dejar una señal en el IV por la dispersión Compton. Por tanto, aplicar el corte a dicha señal aporta beneficios importantes, en concreto, el fondo accidental se reduce en un 25 %.

### 3.5.3. Corte de la bondad de la reconstrucción espacial

El valor de la bondad de la reconstrucción espacial, obtenido mediante la función likelihood mostrada en la [ecuación 2.19](#), se puede usar para distinguir algunos tipos de señales. Como la reconstrucción espacial asume que la luz se produce de forma puntual, los valores de la bondad de reconstrucción serán altos para los casos en que la producción de luz difiere considerablemente de una luz puntual (electrones de Michel, señales de LN, etc).

La bondad de reconstrucción es fuertemente dependiente de la energía, por lo que el corte también lo es. Como no se quiere introducir ningún corte que afecte a la energía del positrón, el corte no se aplicará a la señal rápida. En los análisis con un solo detector, el corte se aplica a la señal retardada, produciendo una importante reducción de los *stopping muons* y eliminando la totalidad del LN correlacionado. La [figura 3.9](#) muestra la distribución bidimensional de energía frente a la bondad de reconstrucción de la señal retardada en ambos canales. El corte se muestra en la [ecuación 3.13](#) para el canal de gadolinio y en la [ecuación 3.14](#) para el canal de hidrógeno.

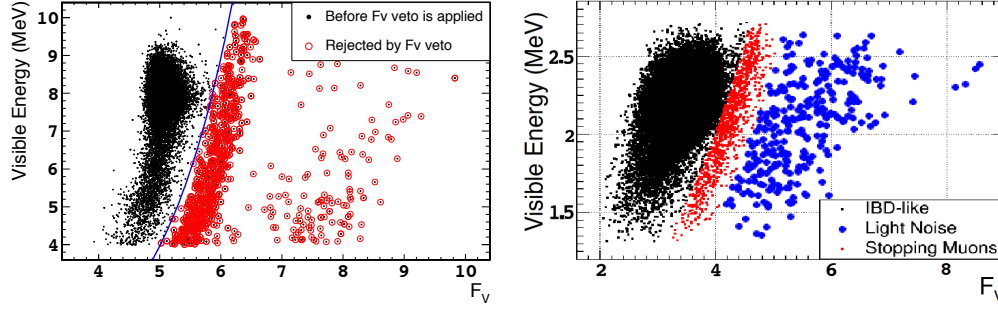
$$(3.13) \quad E > 0.068e^{\frac{FV}{1.23}}$$

$$(3.14) \quad E > 0.2755e^{\frac{FV}{2.0125}}.$$

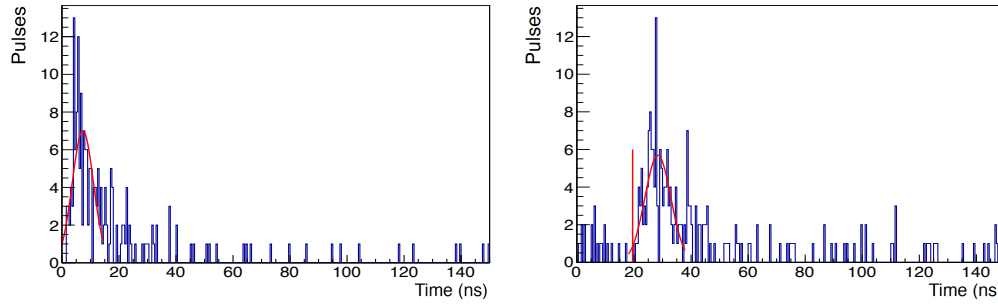
En las distribuciones se observan dos “ramas” de señales rechazadas, la más cercana al corte corresponde a los electrones de Michel y la más alejada a LN.

### 3.5.4. Forma del pulso

La forma de los pulsos recogidos también se usa para reducir el fondo. La forma del pulso es diferente para cada partícula, pero en Double Chooz, hasta ahora solo se ha conseguido la sensibilidad suficiente para diferenciar algunos procesos concretos. En el canal de hidrógeno, el corte de la forma del pulso se aplica en la señal rápida para rechazar los procesos de termalización de un neutrón (retroceso de protones).



*Figura 3.9:* Distribución de la energía frente a la bondad de la reconstrucción espacial para los sucesos que pasan los cortes de selección salvo el corte de la bondad de la reconstrucción espacial. En la izquierda aparece la zona de alta energía, correspondiente al canal de gadolinio[45]. En la derecha se encuentra la zona de baja energía que corresponde al canal de hidrógeno[92].



*Figura 3.10:* Forma del pulso (PS) de un positrón, a la izquierda, y de una señal debida al retroceso de protones, a la derecha[92].

La variable, que llamaremos “forma del pulso” o PS, es la distribución de los tiempos de inicio de cada pulso (figura 3.10). Para construir correctamente la distribución de la variable PS, al tiempo de inicio se le sustrae el tiempo de vuelo de la luz entre el vértice reconstruido y el PMT correspondiente. También se aplica la corrección del tiempo de transito en cada PMT, calculado con el sistema de calibración IDLI. Una vez que todos los tiempos de los pulsos de un suceso se han calculado, se desplazan para que el primero se sitúe en 0. Este desplazamiento permite comparar correctamente el PS de diferentes señales.

La distribución PS permite diferenciar la señal del positrón de la señal de los retrocesos de protones. Se ha observado que para la señal rápida de los sucesos identificados como neutrones rápidos por el OV y/o el IV, el pico de esta distribución está desplazado en el tiempo, como se observa en la imagen derecha de la figura 3.10, este desplazamiento se interpreta como la observación de múltiples retrocesos de protones. Para rechazar los neutrones rápidos se usa el valor de este desplazamiento, que se calcula a partir de una gaussiana obtenida del ajuste de dicha función a la distribución PS. El desplazamiento, llamado shift-PS, queda definido a partir de los parámetros de la gaussiana como el valor medio menos  $1.8\sigma$ .

El valor del corte, expresado en la ecuación 3.15, se estableció tras observar que con la muestra obtenida con la fuente de calibración de  $^{60}\text{Co}$ , fuente  $\beta$ , ninguna señal era rechazada. Al ser una emisión  $\beta^-$ , su comportamiento debe ser similar al positrón de los antineutrinos, excepto en el caso de que el positrón forme el o-positronio.

$$(3.15) \quad Shift - PS \leq \beta \text{ ns}$$

En el caso particular de sucesos de antineutrinos de baja energía que formen o-positronio [71] (oPS), el corte ha de aplicarse de forma diferente si no se quiere rechazar antineutrinos. La distribución PS para el oPS tiene dos picos, el segundo corresponde a los  $\gamma$  de su desintegración (1.022 MeV) mientras que el primero corresponde a la ionización (energía restante). Cuando el antineutrino incidente posee más de 3 MeV, el primero de los picos del oPS será mayor que el segundo y el corte discrimina bien entre neutrones rápidos y oPS, por lo que se aplica sin contratiempos. En cambio, si su energía se encuentra entre 1.2 MeV y 3 MeV la identificación mediante este corte no es tan sencilla aunque, de acuerdo a lo expuesto en la publicación [71], existen algoritmos independientes que son capaces de identificar al oPS. En este caso, no se aplica el corte cuando dichos algoritmos han identificado la señal como oPS. Por último, para antineutrinos con una energía menor a 1.2 MeV, el algoritmo no es capaz de identificar el oPS, así que se ha decidido no aplicar el corte por debajo de esta energía para no aumentar la ineficiencia. Un resumen de estos requisitos aparece en la tabla 3.2.

Energía (MeV)	Shift-PS (ns)	Identificado como oPS
$\leq 1.2 \text{ MeV}$	-	-
$1.2 \text{ MeV} < E < 3 \text{ MeV}$	$\leq \beta$	-
$1.2 \text{ MeV} < E < 3 \text{ MeV}$	-	-
$\geq \beta \text{ MeV}$	$\leq 5$	-

Tabla 3.2: Requisitos del corte de la forma del pulso. Las señales que cumplan los requisitos de alguna de las filas son aceptadas por el corte

### 3.5.5. Correlación de los isótopos cosmogénicos con un muón

Los isótopos cosmogénicos  $\beta$ -n producen el fondo más difícil de eliminar de la muestra por su similitud con la signatura del antineutrino y el largo tiempo de vida que dificulta asociarlos con el muón que los produjo. Para reducir al menos una parte de este fondo, Double Chooz ha desarrollado una función likelihood ( $\mathcal{L}_{\beta-n}$ ) para estimar la probabilidad de que un suceso sea debido a un isótopo cosmogénico producido por un muón que entró en el detector previamente. La función likelihood se muestra en la ecuación 3.16, donde  $P(\beta - n)$  es la probabilidad de que un suceso sea producido por un isótopo cosmogénico  $\beta$ -n,  $n_{mult}$  es la multiplicidad de neutrones

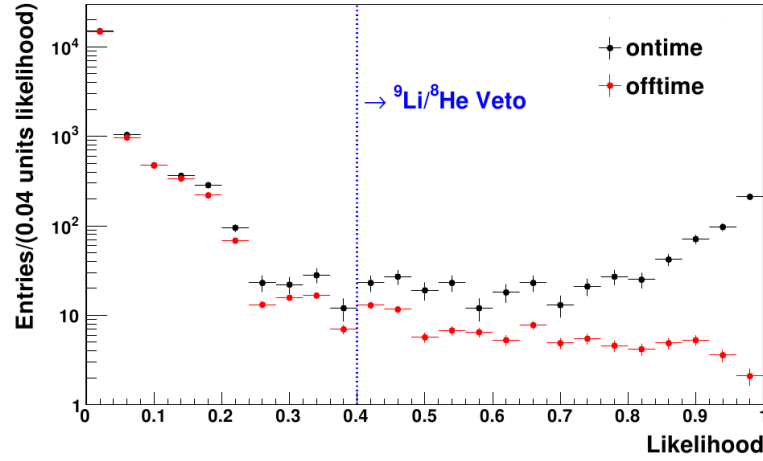


Figura 3.11: Variación del número de sucesos de las muestras *ontime* y *offtime* en función del valor del likelihood utilizado para la reducción del fondo debido a isótopos  $\beta$ -n. La línea azul señala el valor del corte utilizado[98].

en el milisegundo posterior al muón,  $d_{\mu-e}$  es la distancia del muón a la señal rápida y  $f^y(x)$  es la distribución de probabilidad de la variable representada por  $x$  para la partícula  $y$ . El valor que minimiza dicha función es la probabilidad de que el suceso en cuestión haya sido producido por un isótopo cosmogénico  $\beta$ -n ( ${}^9\text{Li}$  ó  ${}^8\text{He}$ [98]). Esta fórmula hace uso del hecho de que en el proceso de espalación que da lugar al isótopo  $\beta$ -n se producen cascadas hadrónicas que contienen múltiples neutrones. Por tanto, un suceso con un muón previo seguido de un gran número de neutrones y cercano espacialmente a él, tiene una alta probabilidad de haber sido producido por un isótopo cosmogénico.

(3.16)

$$\mathcal{L}_{\beta-n} = \frac{P(\beta-n) f^{\beta-n}(n_{mult}) f^{\beta-n}(d_{\mu-e})}{P(\beta-n) f^{\beta-n}(n_{mult}) f^{\beta-n}(d_{\mu-e}) + (1 - P(\beta-n)) f^{\nu}(n_{mult}) f^{\nu}(d_{\mu-e})}$$

Las funciones de probabilidad ( $f^{\beta-n}(x)$ ) se calcularon mediante una muestra de  ${}^{12}\text{B}$  (razón por la que este corte es muy efectivo eliminando  ${}^{12}\text{B}$ ), isótopo cosmogénico que tiene un mecanismo de producción similar a los isótopos  $\beta$ -n y una estadística mucho mayor. Las funciones de probabilidad ( $f^{\nu}(x)$ ) se obtienen de una muestra de coincidencias aleatorias entre muones y señales rápidas, generada a partir de los muones y los sucesos seleccionados como antineutrinos cuando el tiempo transcurrido entre ellos se encuentra entre uno y dos segundos (muestra empobrecida en isótopos  $\beta$ -n, llamada muestra *offtime*). La figura 3.11 muestra como varía el número de sucesos con  $\mathcal{L}_{\beta-n}$  en la muestra *offtime* y en la muestra de sucesos seleccionados cercanos al muón (similar a la muestra *offtime*, pero con un tiempo entre muones y sucesos menor al segundo, la llamada muestra *ontime*). A partir de ella se obtiene el valor del corte que se muestra en la ecuación 3.17.

(3.17)

$$\mathcal{L}_{\beta-n} < 0.4$$

### 3.6. Muestra de sucesos seleccionados

Para la medida de  $\theta_{13}$  necesitamos conocer el número de neutrinos desaparecidos debido al fenómeno de oscilación en función de la energía del antineutrino (obtenida a través de la energía del positrón) y el fondo residual en la muestra después de la selección. A partir de la muestra de antineutrinos obtenemos el número de sucesos seleccionados por unidad de tiempo (frecuencia) y el espectro energético de la señal rápida. La muestra de antineutrinos también proporciona ciertas distribuciones que dan información sobre el fondo remanente.

	Canal de gadolinio	Canal de hidrógeno
----- TOTAL -----		
Tiempo útil (días)	467.9	462.7
Número de sucesos seleccionados	17358	31898
Frecuencia media (días <sup>-1</sup> )	37.1	68.9
----- Al menos 1 reactor encendido -----		
Tiempo útil (días)	460.7	455.6
Número de sucesos seleccionados	17351	31835
Frecuencia media (días <sup>-1</sup> )	37.7	69.9
----- Ambos reactores apagados -----		
Tiempo útil (días)	7.24	7.15
Número de sucesos seleccionados	7	63
Frecuencia media (días <sup>-1</sup> )	0.97	8.8

**Tabla 3.3:** Tiempos de vida, antineutrinos seleccionados y frecuencia media de selección de antineutrinos en diferentes periodos de la toma de datos para los dos análisis.

**Número de sucesos seleccionados:** Se han seleccionados 17358 antineutrinos en el canal de gadolinio y 31898 en el canal de hidrógeno, mientras que el tiempo útil es de 467.9 días y 462.7 días respectivamente. Por lo tanto, la frecuencia media es 37.1 sucesos al días en el canal del gadolinio y 68.9 sucesos al días en el canal del hidrógeno. La [figura 3.12](#) muestra que la frecuencia de antineutrinos de cada día de la toma de datos. En ella se observa una variación que se corresponde con la esperada de acuerdo a la potencia de los reactores. Esta proporcionalidad permite identificar periodos con tres niveles de potencia del reactor diferentes: periodos en la que ambos reactores están operando, periodos en los que un único reactor está operando y dos pequeños periodos en los que los dos reactores están apagados. Los periodos en los que los dos reactores están apagados son útiles para mejorar la medida de los fondos al ser una medida directa de los mismos (más una pequeña contribución de antineutrinos residuales) y su tiempo útil es 7.24 días en el canal del gadolinio y 7.15 días en el canal de hidrógeno. Un resumen de los datos descritos arriba se muestran en la [tabla 3.3](#), donde se observa que la estadística del canal de hidrógeno es mayor que la de gadolinio debido a que el volumen del GC también actúa como blanco. Adicionalmente, observando los resultados para el periodo con

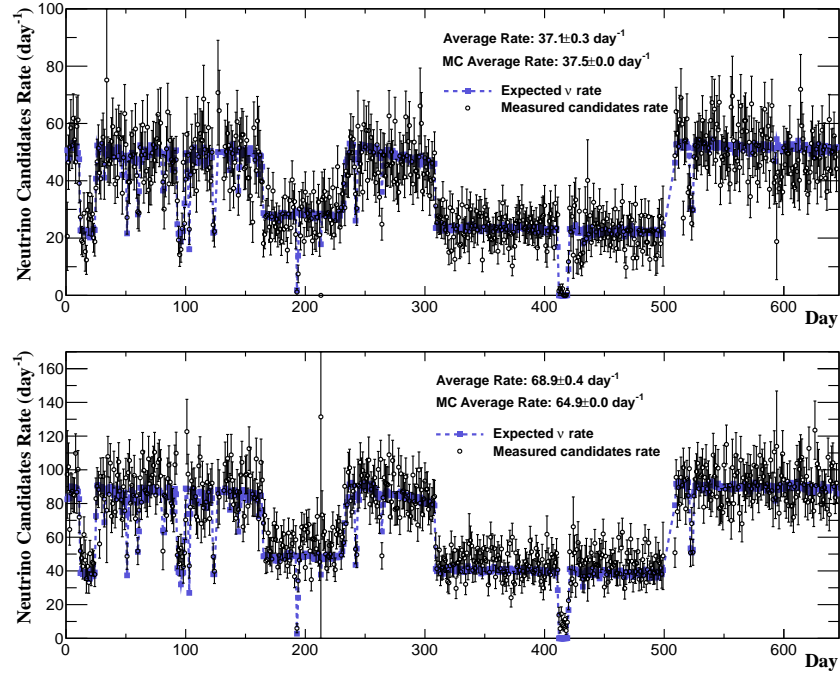


Figura 3.12: Arriba la frecuencia diaria de antineutrinos seleccionado en el canal de gadolinio[99]. Abajo, la misma distribución para el canal de hidrógeno[100].

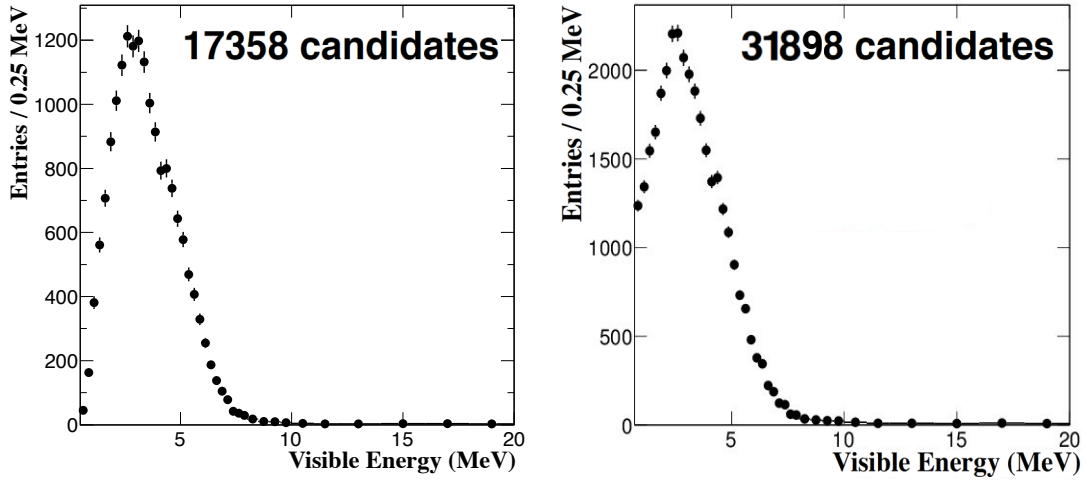


Figura 3.13: Espectro de la señal rápida de la muestra seleccionada. A la izquierda el correspondiente al canal de gadolinio[99], a la derecha el del canal de hidrógeno[100].

ambos reactores apagados se aprecia que el canal de gadolinio tiene una menor contaminación, unas 9 veces menos.

**Espectros:** La figura 3.13 muestra los espectros de la señal rápida para las muestras de los canales de gadolinio e hidrógeno. La comparación de este espectro con el obtenido de la simulación MC se utiliza para la medida de  $\theta_{13}$  y será descrita en el capítulo 7.

Los espectros de la señal retardada de ambos canales se muestran en la [figura 3.14](#), donde se observan claramente los picos de capturas de neutrones. En ambos casos, los datos muestran un buen acuerdo con la simulación MC, cuyo espectro también aparece. Como el MC está libre de fondos, el acuerdo es una indicación de que la cantidad de fondo residual en las muestras es pequeña (o, al menos, la contribución de aquellos fondos cuya señal retardada no es una captura de neutrones). Si bien, esta indicación es menos importante en el canal de hidrógeno porque el corte en la ANN afecta a la forma de las distribuciones  $E_d$ ,  $\Delta R$  y  $\Delta T$  del fondo accidental de manera que se asemejan a las de los antineutrinos.

**Correlación temporal y espacial:** La [figura 3.15](#) muestra la correlación temporal entre la señal rápida y la señal retardada de las muestras de antineutrinos, observándose un buen acuerdo entre la simulación MC de los antineutrinos y los datos. Esto indica que la física de termalización y captura del neutrón está bien simulada, y que el impacto de los fondos cuya señal retardada no sea una captura de neutrón es pequeño. La distancia entre las posiciones reconstruidas de ambas señales aparece en la [figura 3.16](#), y en ella también se observa un buen acuerdo entre datos y MC, siendo una nueva indicación de una presencia baja de fondo residual.

**Posición de las señales:** La distribución espacial de las señales de la muestra de antineutrinos del canal de gadolinio se muestra en la [figura 3.17](#) y la del canal de hidrógeno en la [figura 3.18](#). Las señales del canal de gadolinio se encuentran en el blanco, al ser el único volumen que dispone de gadolinio. Este es el comportamiento esperado, por lo que si algún fondo tiene una distribución espacial diferente, debe encontrarse en una cantidad muy pequeña. El comportamiento del canal de hidrógeno es el opuesto, observándose una mayoría de señales en el GC, porque solo el 20 % de los neutrones capturados por el blanco son capturados por núcleos de hidrógeno, mientras que en el GC la fracción es aproximadamente el 100 %.

### 3.7. Eficiencia de la selección

La correcta normalización del MC depende del cálculo de las ineficiencias introducidas por la selección. Adicionalmente a esta ineficiencia, se aplica un factor de corrección que tiene en cuenta el diferente comportamiento de datos y MC. Este factor llevará asociada una incertidumbre, la llamada incertidumbre de detección. El cálculo de la eficiencia de detección se divide en tres partes:

- La capacidad del detector para recoger las señales producidas por el antineutrino, lo que es equivalente a la eficiencia del sistema de disparo.
- La capacidad de la selección de identificar al neutrón cuando se ha identificado a su positrón, a la que se llamará eficiencia del neutrón.
- La eficiencia de selección de los cortes aplicados, a la que se llamará eficiencia de los vetos.



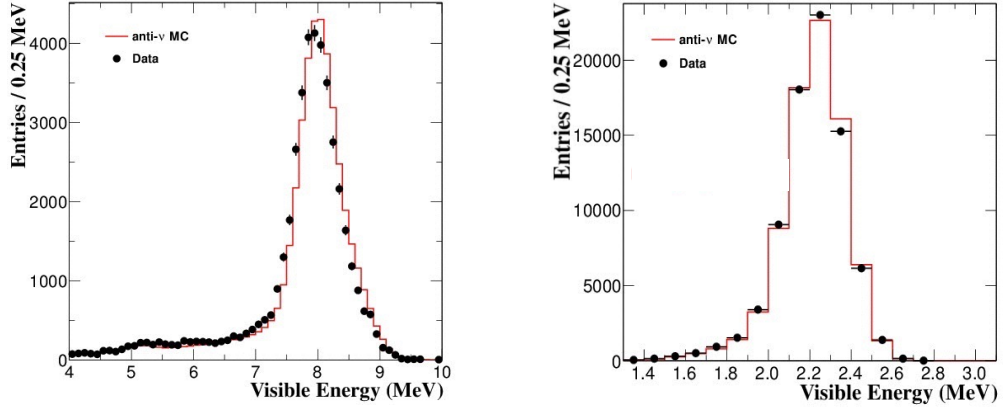


Figura 3.14: Espectro de la señal retardada de la muestra seleccionada en datos y en MC, cuya distribución se ha normalizado al número de entradas de la muestra de datos. A la izquierda el correspondiente al canal de gadolinio[99], a la derecha el canal de hidrógeno[100].

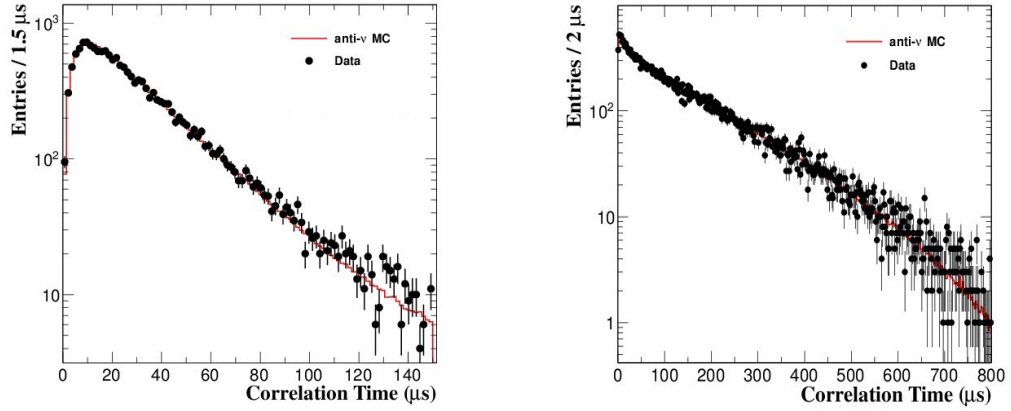


Figura 3.15: Correlación temporal de las muestras de la muestra seleccionada en datos y en MC, cuya distribución se ha normalizado al número de entradas de la muestra de datos. A la izquierda el canal de gadolinio[99] y a la derecha el canal de hidrógeno[100].

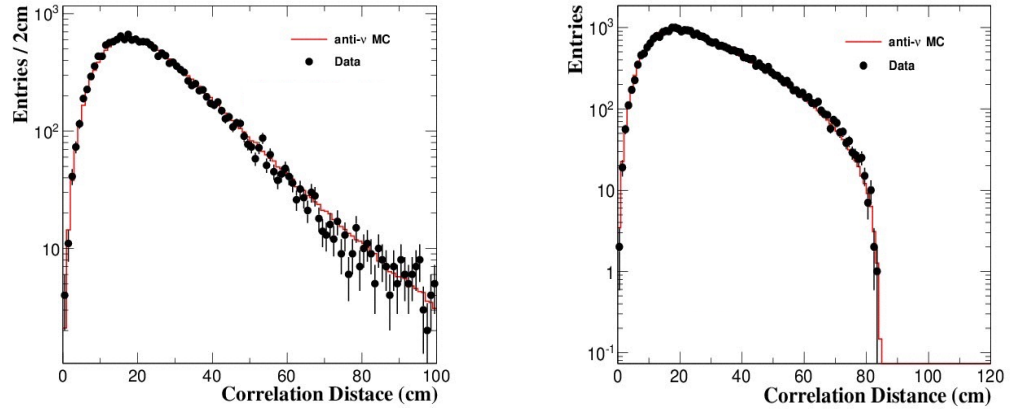


Figura 3.16: Correlación espacial de la muestra seleccionada en datos y en MC, cuya distribución se ha normalizado al número de entradas de la muestra de datos. A la izquierda el canal de gadolinio[99] y a la derecha el canal de hidrógeno[100].



### 3.7.1. Eficiencia del sistema de disparo

La eficiencia del sistema de disparo varía con la energía, como se describió en la [sección 3.3.1](#). La [figura 3.2](#) muestra la relación entre la energía y la eficiencia de disparo, mostrando que su valor es el 100 % para una energía de 0.5 MeV, límite inferior de la energía de la señal rápida en el canal de gadolinio, y su error a esa energía es despreciable. La simulación MC considera la eficiencia del sistema de disparo del 100 %. El factor de corrección debido al sistema de disparo, se define en la [ecuación 3.18](#), donde  $\varepsilon_{datos}$  hace referencia a la eficiencia en la muestra de datos y  $\varepsilon_{MC}$  a la eficiencia en la de MC. En ambos canales, el factor de corrección obtenido es 1.000 con un error considerablemente menor del 0.1 %.

$$(3.18) \quad f_{disp} = \frac{\varepsilon_{datos}^{disp}}{\varepsilon_{MC}^{disp}}$$

### 3.7.2. Eficiencia de los vetos

Las eficiencias de los cortes para la reducción de los fondos se calcula conjuntamente para datos y MC y se aplica directamente a la normalización del MC. La [tabla 3.4](#) muestra las eficiencias de cada corte y el valor total.

**Veto del muón y coincidencias con el OV (cortes que introducen tiempos muertos):** La eficiencia es la fracción de tiempo después de sustraer el tiempo muerto con respecto al tiempo anterior a la sustracción.

**Cortes de LN:** La eficiencia de estos cortes se obtiene como la fracción de anti-neutrinos del MC que pasa estos cortes.

Corte	Eficiencia (Canal de Gd)	Eficiencia (Canal de H)
Veto del muón	0.955 (< 0.1 %)	0.940 (< 0.1 %)
Coincidencia con el OV	0.999 (< 0.1 %)	0.999 (< 0.1 %)
Cortes de LN	0.999 (< 0.1 %)	0.999 (< 0.1 %)
Corte de multiplicidad	0.989 (< 0.1 %)	0.979 (< 0.1 %)
Coincidencia con el IV	1.000 (< 0.1 %)	1.000 $\pm$ 0.2 %
Bondad de la reconstrucción	0.999 $\pm$ 0.1 %	0.999 $\pm$ 0.2 %
Forma del pulso	-	1.000 $\pm$ 0.1 %
Correlación de los isótopos	0.995 $\pm$ 0.1 %	0.995 $\pm$ 0.1 %
<b>TOTAL</b>	<b>0.938 <math>\pm</math> 0.1 %</b>	<b>0.914 <math>\pm</math> 0.3 %</b>

Tabla 3.4: Eficiencias de los cortes de selección en los dos canales.

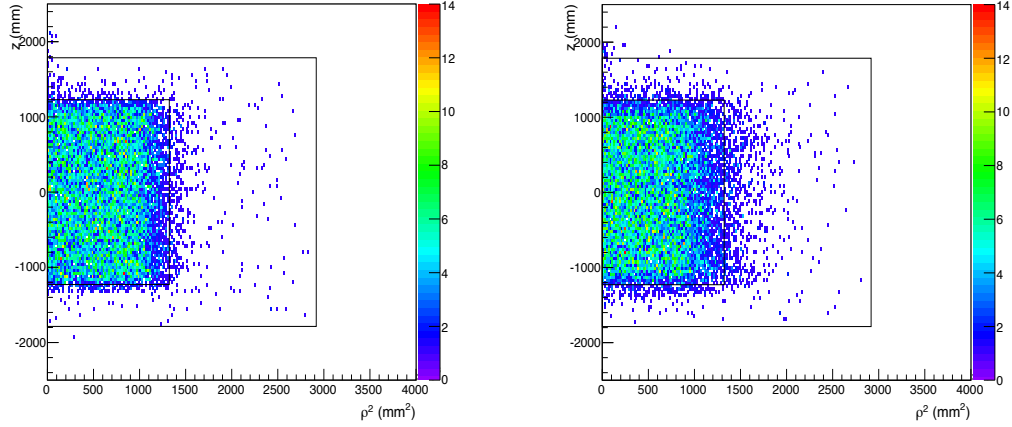


Figura 3.17: Vertices de la muestra de datos en el canal de gadolinio[99]. La señal rápida se muestra a la izquierda y la señal retardada a la derecha.

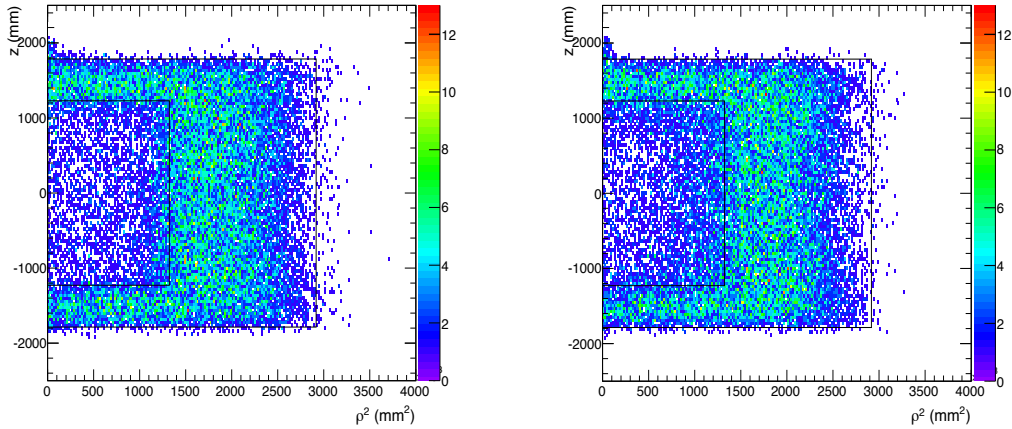


Figura 3.18: Vertices de la muestra de datos en el canal de hidrógeno[100]. La señal rápida se muestra a la izquierda y la señal retardada a la derecha.

**Corte de multiplicidad:** Este corte puede rechazar antineutrinos por coincidencias accidentales con otros *triggers* válidos de la muestra. La eficiencia se calcula de forma análoga a la de los cortes que introducen tiempo muerto, porque cada *trigger* válido genera un tiempo alrededor del mismo en el que un antineutrino sería rechazado (de forma efectiva, introduce un tiempo muerto). Para el cálculo se construye la ventana de veto, que abarca desde un tiempo  $t_n$  anterior al *trigger* que se está estudiando hasta un tiempo  $t_p$  posterior. Si un antineutrino ocurre en la ventana de veto de un *trigger* válido, dicho *trigger* se encontrará en la ventana de aislamiento del antineutrino y, como consecuencia, es rechazado.

El tiempo muerto introducido por este corte,  $t_{vet}$ , es la suma de las ventanas de veto a lo largo de la toma de datos, excluyendo los tiempos muertos y descontando los periodos en que las ventanas de veto se superponen. A partir de dicho tiempo muerto se obtiene la eficiencia mediante la [ecuación 3.19](#).

$$(3.19) \quad \varepsilon_{mult} = 1 - \frac{t_{vet}}{t_{ut}}$$

**Coincidencia con el IV:** La distribución  $\Delta T_{IV-ID}$  de los datos se muestra en la [figura 3.19](#). En el caso de los sucesos producidos por la reacción IBD en el ID, su coincidencia con una señal en el IV es aleatoria, por lo que la distribución de  $\Delta T$  es plana<sup>5</sup>. La eficiencia se obtiene ajustando la distribución de  $\Delta T_{IV-ID}$  fuera de la ventana de coincidencia a una recta plana. La discrepancia entre la integración de dicha recta en los límites de la ventana de coincidencia y los sucesos que pasan el corte en dicha ventana proporciona la ineficiencia de este corte.

**Corte de la bondad de reconstrucción:** La eficiencia de estas variables se obtiene como la fracción de antineutrinos del MC que pasan estos cortes.

**Corte de la forma del pulso:** La eficiencia se calcula mediante la distribución de *shift-PS* de la señal rápida de la muestra seleccionada, siempre que su vértice se encuentre en la mitad inferior del detector, donde los neutrones rápidos (fondo rechazado por el corte) están suprimidos. La muestra de calibración de  $^{60}\text{Co}$ , que emite partículas  $\beta$ , se usa como comprobación, proporcionando valores de eficiencia compatibles.

**Correlación de los isótopos cosmogénicos con un muón:** La eficiencia de este corte se calcula mediante la muestra *offtime*, que debe contener solo sucesos IBD.

### 3.7.3. Eficiencia del neutrón

La eficiencia del neutrón se define como la fracción de los neutrones detectados tras observar el positrón. La eficiencia del neutrón incluye tres componentes:

- Fracción de capturas de neutrón en un núcleo dado (Gd o H)
- Eficiencia de selección (los cortes de la energía del neutrón, la correlación espacial, la correlación temporal y, en el canal de hidrógeno, la variable ANN).
- Efectos de migración de neutrones entre distintos volúmenes del detector.

---

<sup>5</sup>Salvo una acumulación a valores de unos 100 ns debida a los *triggers* válidos que no tienen señal en el IV

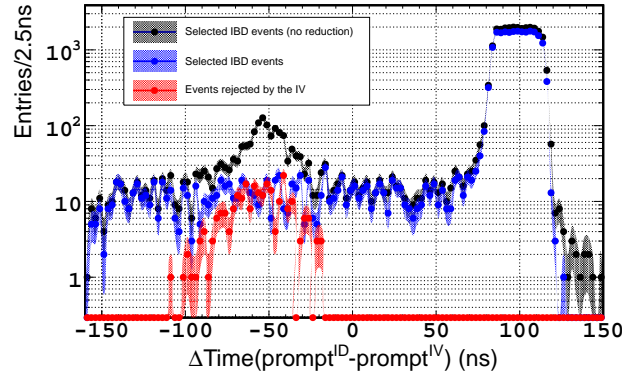


Figura 3.19: Distribución  $\Delta T_{ID-IV}$  para diferentes muestras de antineutrinos del canal de gadolinio[101]. El histograma negro se refiere a la muestra de antineutrinos antes de aplicar los vetos, el rojo a los sucesos de la muestra anterior rechazados por el IV y el azul es la muestra de antineutrinos seleccionada.

### Fracción de capturas de neutrón en núcleos de gadolinio y en núcleos de hidrógeno

La precisión con la que la simulación de MC reproduce los procesos físicos de captura de neutrones puede provocar discrepancias entre datos y MC porque la fracción de neutrones capturados por los núcleos de gadolinio, hidrógeno o carbono puede ser diferente. Esta diferencia se corrige mediante un factor de corrección.

Los neutrones son capturados en el blanco principalmente por gadolinio e hidrógeno (las capturas en carbono,  $\sim 0.1\%$ , se desprecian). La fracción de capturas en Gd depende principalmente de la concentración relativa de gadolinio en el líquido centellador. El cálculo de dicha fracción en el blanco se realiza utilizando datos de calibración de una fuente de  $^{252}\text{Cf}$  situada en el centro del detector. Se considera que todas las señales con una energía entre 3.5 MeV y 10 MeV son capturas en gadolinio y que las de una energía menor a 3 MeV son capturas en hidrógeno (figura 3.20). La eficiencia es 85.30 % en datos y la calculada con una muestra de MC de  $^{252}\text{Cf}$  es de 87.49 % dando lugar a un factor de corrección de  $0.9750 \pm 0.0011$  (stat.)  $\pm 0.0041$  (syst.), donde el error sistemático se ha obtenido variando los rangos de energía usados para definir las capturas en gadolinio y las capturas en hidrógeno[102].

La fracción de capturas en hidrógeno en el blanco es la complementaria, lo que se traduce en una eficiencia en datos para las capturas en hidrógeno de un 14.70 % y de un 12.51 % en MC. Esto produce un factor de corrección en el blanco de  $1.175 \pm 0.028$ . En el GC, la fracción de hidrógeno se mide usando una fuente de  $^{252}\text{Cf}$  situada en la parte superior del mismo, lo más alejado posible del blanco para evitar capturas en gadolinio (figura 3.21). Se define como la fracción del número neutrones capturados con una energía entre 0.5 y 3.5 MeV sobre todos aquellos que se encuentran en un intervalo de energía extendido hasta 10 MeV. La fracción de

hidrógeno medida es 99,25 % para los datos y 99.05 % para el MC, dando lugar a un factor de corrección de  $1.0020 \pm 0.0007$  (stat.)  $\pm 0.0003$  (syst.).

Para la obtención de la fracción global se combinan ambas fracciones de capturas en hidrógeno obteniendo un valor de  $1.0141 \pm 0.0021$ .

### Eficiencia de selección

Lo que llamamos eficiencia de selección corresponde a la eficiencia de los cortes aplicados a la energía de la señal retardada, la diferencia de tiempo entre la señal rápida y la retardada y su distancia, además de la variable ANN en el canal de hidrógeno. La eficiencia, cuya expresión aparece en la [ecuación 3.20](#), se define como la fracción entre el número de sucesos seleccionados y el número de sucesos seleccionados utilizando unos cortes menos restrictivos que los finales, para los que la eficiencia de la señal es del 100 % habiéndose rechazado una gran parte del fondo.

$$(3.20) \quad \varepsilon_{n-Sel} = \frac{N(\text{Selección})}{N(\text{Selección ampliada})}$$

El valor de la eficiencia de selección se calcula en diferentes partes del detector ya que se espera que disminuya cerca del GC en el caso del gadolinio y al acercarnos al buffer en el caso del hidrógeno. Para ello, se utilizan dos muestras de datos: la proporcionada por la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  desplegada en el eje Z del blanco y una muestra de neutrones procedentes de la IBD. Sin embargo, ambos cálculos tienen sus inconvenientes, la muestra de neutrones de la IBD contiene una cantidad no despreciable de fondos y en los datos de calibración no existen datos de calibración fuera del eje Z, por lo que se asume que la variación de la eficiencia en el plano perpendicular es igual que a lo largo del eje Z (probado con el MC). En el caso de los neutrones de la IBD, hay que sustraer el fondo accidental (el método para obtener una muestra pura del fondo accidental es uno de los objetivos de la tesis y se describe en la [sección 4.1](#)) y usar una selección ampliada más restrictiva para rechazar los fondos. Las [ecuaciones 3.21 y 3.22](#), muestran las expresiones de la eficiencia para la muestra de neutrones de la IBD y para la de calibración, respectivamente.

$$(3.21) \quad \varepsilon_{n-Gd} = \frac{N(0.5 < \Delta T < 150 \mu\text{s} \cap 4 < E_d < 10 \text{ MeV} \cap \Delta R < 1 \text{ m})}{N(0.25 < \Delta T < 200 \mu\text{s} \cap 3.5 < E_d < 10 \text{ MeV} \cap \Delta R < 1.7 \text{ m})}$$

$$(3.22) \quad \varepsilon_{n-Gd} = \frac{N(0.5 < \Delta T < 150 \mu\text{s} \cap 4 < E_d < 10 \text{ MeV} \cap \Delta R < 1 \text{ m})}{N(0.25 < \Delta T < 1000 \mu\text{s} \cap 3.5 < E_d < 10 \text{ MeV})}$$

La muestra de neutrones de la IBD proporciona una eficiencia de 98.58 % para datos y de 98.62 % para MC, proporcionando un factor de corrección de  $0.9996 \pm 0.002$ . En el caso de la muestra de  $^{252}\text{Cf}$ , la eficiencia toma un valor de 98.29 % para

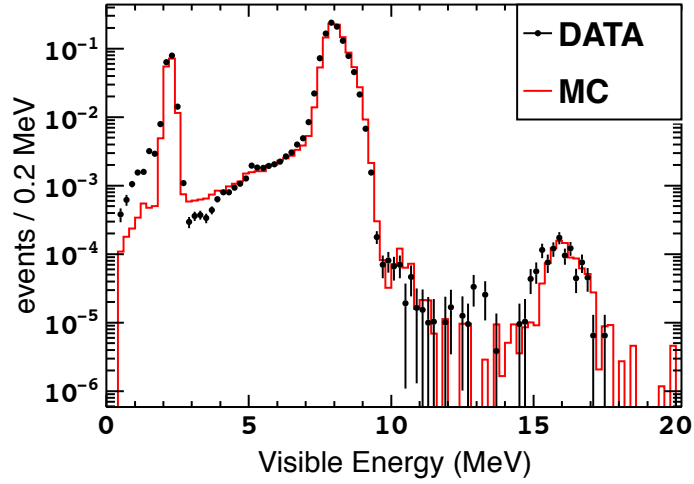


Figura 3.20: Espectro energético de la señal retardada (neutrón) de la calibración con la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  colocada en el centro del detector[102].

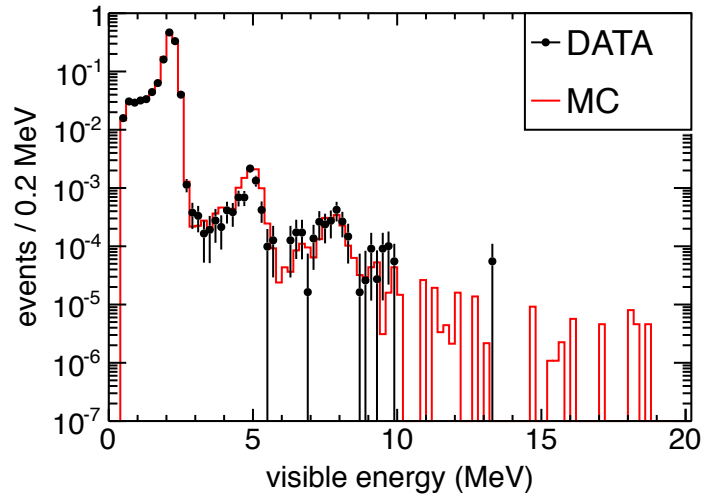


Figura 3.21: Espectro energético de la señal retardada (neutrón) de la calibración con la fuente de  $^{252}\text{Cf}$  colocada en el GC[103].

datos y 98.26 % para MC, generando un valor de  $1.0003 \pm 0.0032$ . La combinación de ambos resultados proporciona un factor de corrección final de  $1.0000 \pm 0.0019$ .

En el caso del hidrógeno solo se usa la muestra de neutrones de la IBD. La definición de la eficiencia en este canal se muestra en la ecuación 3.23, proporcionando unos resultados compatibles para datos, un 95.12 %, y MC, un 95.16 %. La discrepancia entre ellos es  $0.05 \% \pm 0.17 \%$ . Al no ser significativa, se decidió tomar el factor de corrección como 1 y asignarle un error que tuviese en cuenta tanto la discrepancia como su incertidumbre, es decir,  $1.0000 \pm 0.0022$ .

(3.23)

$$\varepsilon_{n-H} = \frac{N(ANN > -0.23 \cap 0.5 < \Delta T < 800 \mu s \cap 1.3 < E_d < 3 \text{ MeV} \cap \Delta R < 1.2 \text{ m})}{N(ANN > -0.4 \cap 0.25 < \Delta T < 1000 \mu s \cap 1.3 < E_d < 3.1 \text{ MeV} \cap \Delta R < 1.5 \text{ m})}$$

### Migración de neutrones

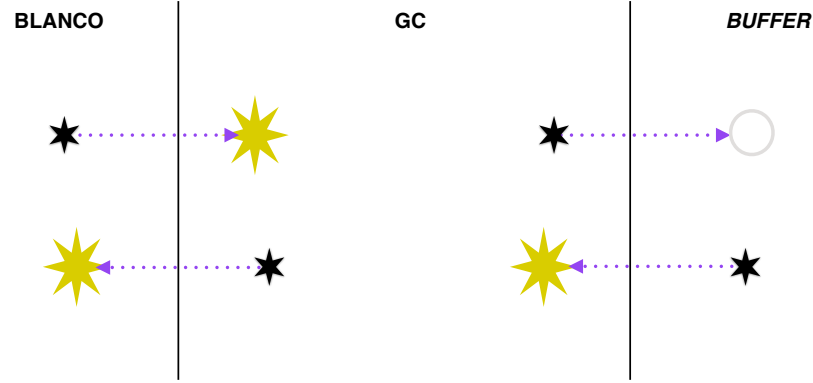
Para el cálculo de la eficiencia del neutrón hasta ahora se ha tenido en cuenta cuántos de los neutrones capturados en un volumen lo son por un determinado núcleo y cuántos de esos neutrones capturados son seleccionados. Todavía falta por tener en cuenta un último factor, la migración de neutrones entre volúmenes. Los neutrones son producidos en un punto del detector y capturados, un tiempo después, en otro (migración, [figura 3.22](#)). Esto quiere decir que el hecho de que el vértice de una captura de neutrón se encuentre en el blanco o en el GC no asegura que la reacción haya ocurrido en dicho volumen. En el caso del gadolinio, los neutrones producidos por reacciones IBD en el GC pueden ser capturados en gadolinio del blanco (*spill-in*), mientras que neutrones creados en el blanco pueden escapar al GC y ser capturados en hidrógeno (*spill-out*). Algo similar ocurre en el canal de hidrógeno entre el GC y el buffer. Estas corrientes (*spill-in/spill-out*) no se cancelan. La fuente de incertidumbre en estas corrientes está dominada por el modelo de dispersión de los neutrones de baja energía en núcleos ligeros. En Double Chooz se desarrolló un código basado en GEANT4 para reproducir dicho comportamiento durante los procesos de termalización del neutrón.

Para obtener la corrección debida a este efecto en el canal de gadolinio, la corriente neta entre el blanco y el GC en los datos y la simulación de MC debe ser comparada. La simulación basada en GEANT4 (simulación nominal) muestra una corriente neta de 2.08 %. En los datos, dicha corriente no puede ser calculada. En su lugar, se utiliza una simulación de MC generada con un código diseñado para una reproducción precisa de la física de los neutrones de baja energía, Tripoli4[104]<sup>6</sup>, del que se obtiene una corriente de 2.36 %. La consistencia de los resultados de Tripoli4 con los datos se ha comprobado a partir de la fracción de gadolinio y  $\Delta T$ , variables que son altamente sensibles a la migración entre volúmenes. La incertidumbre en los efectos de la migración se obtiene de las diferencias entre las corrientes netas de las dos simulaciones,  $1.000 \pm 0.003$ . En el canal de hidrógeno, hay que incluir las migraciones entre el GC y el *buffer*, generando un factor de corrección de  $1.000 \pm 0.003$ .

Los factores que deben aplicarse para normalizar la muestra de MC aparecen en la [tabla 3.5](#).

---

<sup>6</sup>La generación de fotones y luz de centelleo no están incluidos en la simulación. Para obtener estas variables se recurre a las distribuciones de las mismas obtenidas con la simulación basada en GEANT4, de forma que la única diferencia entre ambas es la física del neutrón. Las posibles inexactitudes derivadas del uso de estas distribuciones (despreciables en el canal de gadolinio) se han incluido en el factor de corrección.



**Figura 3.22:** Esquema que ilustra los diferentes procesos de migración entre volúmenes. Las estrellas negras indican la región donde se ha producido un neutrón, las estrellas amarillas, el lugar donde ese protón ha producido luz y la circunferencia gris, el lugar donde ha sido capturado un neutrón sin emitir luz.

Factor	Canal de gadolinio	Canal de hidrógeno
Eficiencia del positrón	$1.000 \pm < 0.001$	$1.000 \pm < 0.001$
Eficiencia de los vetos	$0.938 \pm 0.001$	$0.914 \pm 0.003$
Fracción de capturas	$0.975 \pm 0.004$	$1.0141 \pm 0.0021$
Selección	$1.0000 \pm 0.0019$	$1.0000 \pm 0.0022$
Migración	$1.000 \pm 0.003$	$1.000 \pm 0.003$
Eficiencia del neutrón	$0.975 \pm 0.005$	$1.014 \pm 0.004$
TOTAL	$0.915 \pm 0.005$	$0.927 \pm 0.005$

**Tabla 3.5:** Resumen de los factores de corrección en la normalización del MC debidos a la eficiencia para ambos análisis.

### 3.8. Incertidumbre en los antineutrinos esperados

El factor de corrección asociado a la eficiencia de detección completa la información necesaria para determinar los antineutrinos esperados y su incertidumbre. Una recopilación de las fuentes de incertidumbre y su contribución aparece en la [tabla 3.6](#). Se puede observar que la incertidumbre en el número de antineutrinos esperados es algo mayor en el caso de las capturas en hidrógeno, debido a la incertidumbre en el número de protones del GC. Esta mayor incertidumbre se produce debido a que la masa del líquido del GC fue medida con menor precisión porque no se pensaba usar este volumen como blanco.

La simulación de MC además de incertidumbres en la normalización tiene un error asociado a la predicción del espectro del antineutrino y a la incertidumbre en la escala de energía. El tratamiento de estas incertidumbres se comentará en el [capítulo 7](#).



Incertidumbre	Canal de gadolinio (%)	Canal de hidrógeno (%)
Medida de BUGEY4	1.4 %	1.4 %
Fracción isotópica	0.8 %	0.8 %
Potencia del reactor	0.5 %	0.5 %
Sección eficaz	0.2 %	0.2 %
Energía media de fisión	0.2 %	0.2 %
Distancia del reactor	< 0.1 %	< 0.1 %
Flujo	1.7 %	1.7 %
Número de protones	0.3 %	0.9 %
Eficiencia del positrón	0.1 %	0.1 %
Eficiencia de los vetos	0.1 %	0.3 %
Eficiencia del neutrón	0.5 %	0.4 %
Eficiencia de detección	0.5 %	0.5 %
Normalización	1.8 %	2.0 %

*Tabla 3.6:* Resumen de las incertidumbres de normalización del MC. En verde aparece la incertidumbre total, en amarillo las tres componentes de dicha incertidumbre y en blanco las contribuciones correspondientes a cada una de las componentes.

# Capítulo 4

## FONDO ACCIDENTAL

*“Algunas veces las probabilidades están muy cerca de la verdad,  
pero nunca son totalmente ciertas.”*  
Murray Gell-Mann

La muestra de antineutrinos contiene fondos residuales que deben ser estimados. En este capítulo se va a determinar la contribución residual del fondo accidental. Con este objetivo se hace uso del hecho de que la probabilidad de que dos señales produzcan una coincidencia aleatoria es independiente del tiempo transcurrido entre ellas. Esto permite generar una muestra pura de accidentales mediante el proceso que se explica en la [sección 4.1](#). Las características de este fondo obtenidas a partir de dicha muestra se describen en la [sección 4.2](#), mientras que la [sección 4.3](#) desarrolla y corrige las discrepancias entre la muestra pura y los accidentales presentes en la muestra de antineutrinos seleccionada. Adicionalmente, la obtención de una muestra pura alternativa de accidentales y los resultados obtenidos de la misma se describen en la [sección 4.4](#). Por último, la [sección 4.5](#) determina las correlaciones entre las incertidumbres del fondo accidental de los dos canales del análisis, necesarias para hacer una medida de  $\theta_{13}$  combinando los datos de ambos canales.

### 4.1. Selección de una muestra pura de fondo accidental mediante el método del tiempo desplazado

Para seleccionar la muestra pura de accidentales utilizada en el análisis se explota el hecho de que la probabilidad de que se produzcan coincidencias accidentales no depende del tiempo transcurrido entre ellas, sino del tamaño de la ventana de coincidencia. Por tanto, lo que se hace es desplazar el inicio de dicho intervalo un tiempo suficientemente grande (*time offset*) para evitar que la segunda señal esté correlacionada con la primera, razón por la que a este método se le llama método del tiempo desplazado.

#### 4.1.1. Método del tiempo desplazado: descripción

Como hemos dicho, en este método se buscan parejas de señales como las de la muestra de antineutrinos (que llamaremos muestra *ontime*), salvo que el tiempo entre ellas es mucho mayor. Para la selección de la muestra pura de accidentales (que llamaremos muestra *offtime*) se aplican los mismos cortes que para la selección de la muestra *ontime*, pero la ventana de coincidencia se desplaza, lo que a su vez conlleva tener que modificar el corte de multiplicidad. Para la muestra *ontime* se exige, que en un intervalo de tiempo ( $t_{iso}$ ) alrededor de la señal rápida solo exista la señal retardada. Si no se modificase el corte, solo la señal rápida de la muestra *offtime* estaría aislada<sup>1</sup>, pudiendo actuar señales correlacionadas como señal retardada, cosa que no ocurre en la muestra *ontime*. Para evitar esto, el corte de aislamiento se aplica doblemente en el método del tiempo desplazado, una vez a cada señal.

El corte de aislamiento se aplica a la señal rápida de la misma forma que se aplicaba en los antineutrinos. Sobre la señal retardada hay que aplicar un corte equivalente. Para ello, definimos una “señal rápida virtual” como una señal imaginaria con las mismas propiedades que la señal rápida pero desplazada el mismo tiempo que la ventana de coincidencia (*time offset*). El corte de multiplicidad se aplica sobre la señal rápida virtual requiriendo que solo la señal retardada puede encontrarse en la ventana de aislamiento (figura 4.1). Además, la señal rápida virtual nos permite definir una diferencia de tiempo,  $\Delta T$ , equivalente a la diferencia de tiempo entre la señal rápida y la retardada de la muestra *ontime*.

Se necesita un último detalle para que la muestra *offtime* sea equivalente a la muestra *ontime*, comprobar que ninguna señal participa en dos sucesos accidentales. El corte de multiplicidad evita que las señales de un suceso puedan participar en un segundo suceso en la muestra *ontime*, pero en la muestra *offtime*, como las señales están separadas un tiempo mayor que la ventana de aislamiento, no hay ninguna condición que lo impida. Por tanto, en el método del tiempo desplazado es necesario añadir como condición que una señal que actúa como señal retardada no puede actuar como señal rápida. Teniendo esto en cuenta, las diferencias entre la muestra *ontime* y la muestra *offtime* se pueden resumir en:

- En la muestra *ontime*, la ventana de coincidencia esta asociada a la señal rápida real de la misma forma que está asociada a la señal rápida virtual en la muestra *offtime*.
- El corte de multiplicidad se aplica dos veces en la muestra *offtime*, una sobre la señal rápida real y otra sobre la señal rápida virtual.
- $\Delta T$ , variable utilizada en la ANN, no designa a la diferencia temporal entre la señal rápida (real) y la retardada, sino a la diferencia de tiempo entre la señal rápida virtual y la señal retardada.

---

<sup>1</sup>Por supuesto, en este caso no hay señal retardada en el intervalo de aislamiento.

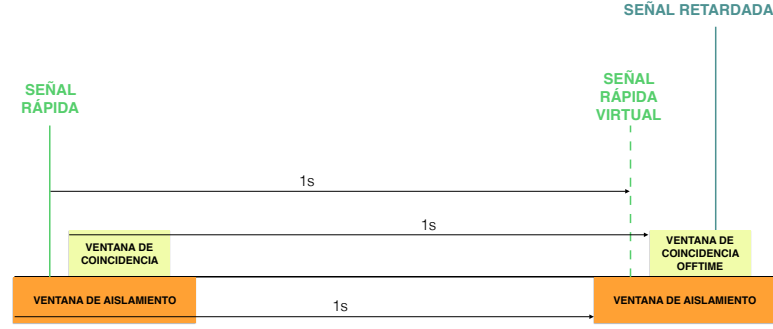


Figura 4.1: Esquema de la aplicación del corte de multiplicidad al método del tiempo desplazado.

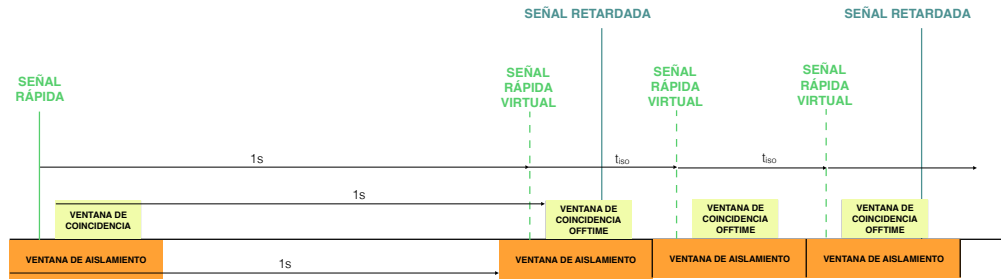


Figura 4.2: Esquema de la utilización de múltiples ventanas en el método del tiempo desplazado

- Se exige explícitamente que una señal que actúe como señal retardada no pueda actuar como señal rápida de otro suceso.

## Error estadístico: Multiplicación de las muestras

La muestra seleccionada con el desplazamiento de la señal rápida reveló que la cantidad de accidentales de las muestras es pequeña en el canal de hidrógeno ( $\sim 6.5\%$  de la cantidad de antineutrinos esperados) e insignificante en el de gadolinio ( $< 0.2\%$  de la cantidad de antineutrinos esperados), el gran trabajo realizado durante el diseño y la construcción del detector ha tenido su recompensa. Pero esto también hace que el error estadístico de la muestra *offtime* sea grande (18% en el canal de gadolinio y 2.3% en el canal de hidrógeno). Para reducir este error, en lugar de generarse una única señal virtual por cada señal rápida se generan varias de ellas (cada una con un *time offset* diferente), de forma que las ventanas de aislamiento de estas señales virtuales no se solapen (figura 4.2). Cada señal virtual generada forma parte de una muestra *offtime* independiente, muestras que pueden unirse para generar una mayor estadística.

Hay dos detalles que hay que tener en cuenta al realizar la unión de las muestras independientes. El primero es que se está permitiendo que una señal forme parte de más de un suceso accidental. Esto no supone un inconveniente mientras no forme parte de más de un suceso en una misma muestra, como se mencionó

anteriormente. El segundo detalle, relacionado con el anterior, es que al permitir que una señal forme parte de más de un suceso accidental, se permite que el número de sucesos accidentales supere al número de señales rápidas (o retardadas) presentes en la preselección. Si esto ocurre, el error estadístico de las distribuciones construidas a partir de una única señal ( $\Delta R$  y  $\Delta T$  no presentan inconveniente al necesitar ambas señales para ser determinadas, pero la energía, la posición en el detector, etc. se obtienen solo de la señal rápida o de la retardada) se encuentra subestimada, ya que han sido construidos con un número de señales mayor del disponible en los datos. Para comprobar que esto no se ha producido, se generan muestras individuales de cada señal (rápida o retardada) a partir de la preselección<sup>2</sup>. En Double Chooz, la estadística de las muestras individuales (correspondientes a la máxima estadística que es posible conseguir para dicha señal) es mayor que el de sucesos de la muestra *offtime*, confirmando que los errores no se han subestimado.

### Parámetros para la construcción de la muestra pura de coincidencias accidentales

Técnicamente es más sencillo seleccionar la muestra si el tiempo entre las señales virtuales generadas es constante, este requisito técnico reduce el número de parámetros introducidos por el método a tres: el número de señales rápidas virtuales o número de ventanas de coincidencia ( $N_v$ ), el *time offset* de la primera señal virtual ( $T_0$ ) y el tiempo entre señales rápidas virtuales ( $t_{bw}$ ).

**Tiempo entre señales rápidas virtuales ( $t_{bw}$ ):** Se elige el menor tiempo posible que no haga solaparse las ventanas de aislamiento, es decir, la longitud de la ventana de aislamiento.

**Desplazamiento temporal de la primera señal rápida virtual ( $T_0$ ):** Este es el parámetro clave a la hora de asegurar la pureza de la muestra, ya que el tiempo entre señales es el que evita la aparición de sucesos correlacionados. Cuanto mayor sea el valor de  $T_0$ , menor será la probabilidad de encontrar sucesos correlacionados, pero también es mayor el tiempo de computación y disminuye la estadística disponible debido a la longitud del *run* (sección 4.3.1). Entonces, la cuestión es cuál es el tiempo más pequeño que se puede desplazar la ventana sin que los sucesos correlacionados tengan un efecto apreciable.

El tiempo necesario para eliminar los sucesos de las contribuciones más importantes del fondo correlacionado es pequeño. La probabilidad de que el tiempo entre las dos señales de los *stopping muons* sea mayor que  $10 \mu s$  es despreciable y para los antineutrinos, neutrinos rápidos e isótopos  $\beta$ -n, el tiempo entre señales se encuentra alrededor del tiempo de captura, unos  $30 \mu s$  en el canal de gadolinio y unos  $200 \mu s$  en el canal de hidrógeno. Sin embargo, hay otros tipos de sucesos correlacionados, cuya correlación es más débil (el rango de tiempo entre sucesos es

---

<sup>2</sup>Estas muestras se generan aplicando los cortes de selección de la señal en cuestión en la muestra *offtime*, salvo la correlación espacial o temporal, ya que en estos cortes intervienen ambas señales.

más amplio), que sí podrían tener influencia. Estos sucesos son los que se producen por coincidencias entre un neutrón o un isótopo cosmogénico  $\beta$  y otro isótopo cosmogénico  $\beta$  producido por el mismo muón (sección 2.3.3). La probabilidad de que la desintegración  $\beta$  de un isótopo sea la señal retardada de estos sucesos desciende exponencialmente con  $\Delta T$  siguiendo la forma  $e^{-\frac{\Delta T}{\tau}}$ , donde  $\tau$  es el tiempo de vida del isótopo. La cantidad de sucesos para  $\Delta T$  pequeños es del orden de  $N/\tau$ , donde  $N$  es el número de estos isótopos producidos por el muón.

La producción de los isótopos  $\beta$  en un detector de centellador líquido ha sido estudiada por diversos experimentos, como KamLAND[105] o, más recientemente, Double Chooz[106]. De acuerdo con los datos de estas publicaciones, se concluye que el  $^{12}\text{B}$  es el isótopo cosmogénico más numeroso de los que emiten a alta energía. En la tabla 4.1 se muestra la cantidad de los isótopos  $\beta$  en relación a la cantidad de  $^{12}\text{B}$  y su contribución relativa a la muestra *ontime* teniendo en cuenta la vida media de cada isótopo.

ISÓTOPO	$N/N_{^{12}\text{B}}$	$\tau$ (s)	$N^{\Delta T_{ontime}}/N_{^{12}\text{B}}^{\Delta T_{ontime}}$	$N^{\Delta T_{offtime}}/N^{\Delta T_{ontime}}$ (%)
$^{12}\text{B}$	1	0.0291	1	0
$^{12}\text{N}$	0.04	0.0159	0.07	0
$^8\text{Li}$	0.28	1.21	0.007	0.44
$^8\text{B}$	0.20	1.11	0.005	0.4
$^{11}\text{Be}$	0.03	19.9	0.00004	0.95
$^9\text{C}$	0.07	0.1825	0.01	0.04

**Tabla 4.1:** Abundancia relativa de los isótopos cosmogénicos que producen señales de alta energía respecto al  $^{12}\text{B}$ , su vida media, la importancia relativa en la muestra *ontime* de los sucesos correlacionados cuya señal retardada es un isótopo cosmogénico de alta energía respecto a aquellas en las que es el isótopo  $^{12}\text{B}$  y la fracción de sucesos correlacionados cuya señal retardada es un isótopo cosmogénico de alta energía presentes en la muestra *ontime* que continúan presentes en la muestra *offtime*. Todos estos resultados han sido obtenidos a partir de los datos de KamLAND[105].

Teniendo en cuenta que la vida media del  $^{12}\text{B}$  es 29 ms, 1 s parece suficiente para eliminar su contribución en la muestra *offtime*. Con un desplazamiento de 1 s, solo quedan las contribuciones de  $^8\text{Li}$  y  $^8\text{B}$ , que son dos órdenes de magnitud más pequeñas, y la contribución de  $^{11}\text{Be}$ , que es cuatro órdenes de magnitud menor, como se observa en la tabla 4.1. La figura 4.3, donde se muestra la variación de la frecuencia del fondo accidental con  $\Delta T$ , muestra que a 1 s existe una pendiente compatible con 0, indicando que las contribuciones de estos sucesos correlacionados es despreciable.

**Número de muestras ( $N_v$ ):** Al escoger el número de señales rápidas virtuales (o ventanas de coincidencia) hay que tener en cuenta tanto la incertidumbre estadística, que disminuye al aumentar el número de señales virtuales, como el tiempo de computación, que aumenta con dicho número.

El número de ventanas se fija de manera que el error estadístico sea menor que el 1 % en el caso del gadolinio, ya que como se verá más adelante, el error sistemático es de dicho orden. En el caso del hidrógeno, se pide que sea menor que el 0.3 % (error sistemático esperado), en este canal el gran tamaño de las muestras hace más importante el tiempo de computación. En el canal del gadolinio se usan 2000 ventanas de manera que el error estadístico está en torno al 0.5 %. Mientras que en el canal de hidrógeno, donde la contaminación es unos 2 órdenes de magnitud mayor que en canal de gadolinio, se usaron 200 ventanas, lo que supone un error estadístico ligeramente superior al 0.1 %.

## 4.2. Resultados

Las coincidencias accidentales tendrán las mismas características independientemente de la diferencia de tiempo entre las señales, por lo que se puede utilizar la muestra *offtime* para caracterizar los accidentales presentes en la muestra *ontime*, aunque hay que hacer algunas aclaraciones:

- Algunos cortes están aplicados de forma diferente en las dos muestras, de manera que las eficiencias de selección pueden no ser iguales. Esta diferencia habrá que evaluarla y corregirla.
- Para obtener el número de sucesos accidentales por unidad de tiempo (frecuencia) en la muestra *ontime* hay que dividir el número de sucesos de la muestra *offtime* por el número de ventanas, tal y como se muestra en la [ecuación 4.1](#), donde  $N_{acc}$  es el número de coincidencias de la muestra *offtime*,  $T$  el tiempo útil y  $\overline{N}_{acc}$  el número medio de accidentales por ventana.

$$(4.1) \quad R_{acc} = \frac{N_{acc}}{N_V T} = \frac{\overline{N}_{acc}}{T}$$

### Frecuencia y estabilidad

La frecuencia, cuyo resultado se muestra en la [tabla 4.2](#), se obtiene a partir de los sucesos de las muestras *offtime* mediante la [ecuación 4.1](#). Las medidas obtenidas muestran una de la mayores virtudes del método del tiempo desplazado, la precisión. El error estadístico del canal de gadolinio es del 0.5 % a pesar de tener una frecuencia de 1 suceso cada 14 días y, en el caso del hidrógeno, la incertidumbre estadística es del 0.17 % para una frecuencia de 4 sucesos al día. Además, esta forma de calcular el fondo accidental incluye las posibles fluctuaciones debidas a contribuciones puntuales que puedan producirse a lo largo de la toma de datos, ya que utiliza todos los accidentales recogidos en los 16 meses de datos sin realizar ninguna media o extrapolación. Esto es particularmente útil en el caso del LN que no es estable y cuya contribución remanente forma parte del fondo accidental.

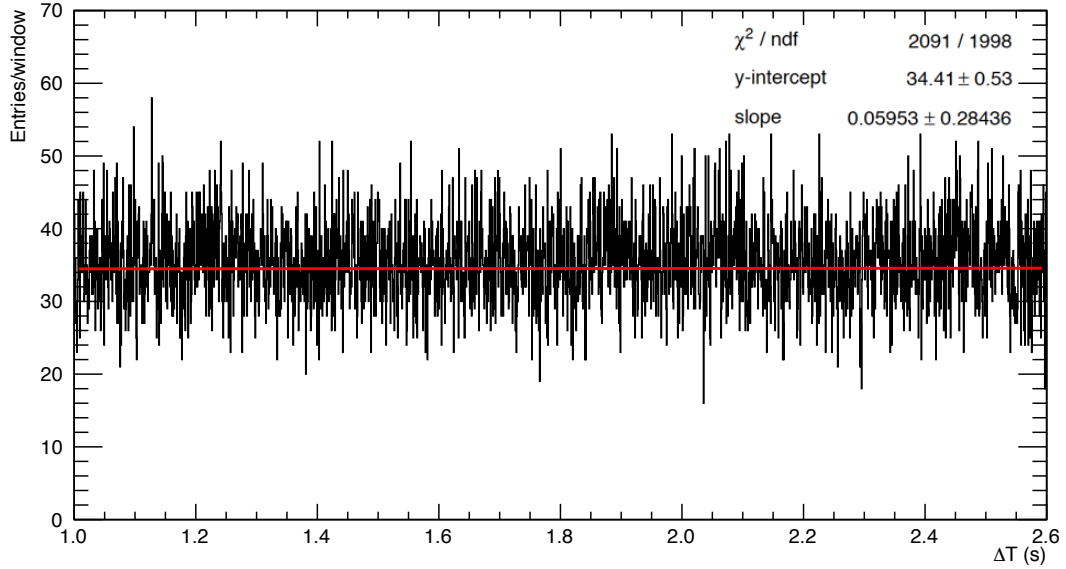


Figura 4.3: Número de coincidencias accidentales obtenidas con el método del tiempo desplazado para ventanas de coincidencia con valores de  $\Delta T$  mayores de 1 s (puntos negros). El ajuste lineal de la distribución (línea roja) y sus parámetros también se muestran en la figura.

	CANAL DE Gd	CANAL DE H
Número de ventanas	2000	200
Tiempo útil (días)	467.9	462.7
Sucesos	71104	380244
Frecuencia (días <sup>-1</sup> )	$0.0760 \pm 0.0003$	$4.109 \pm 0.007$

Tabla 4.2: Número de ventanas, tiempo de vida, número de sucesos y frecuencia del fondo accidental en los dos canales.

Utilizando los valores de las frecuencias de sucesos seleccionados como anti-neutrinos (tabla 3.1) y los de la muestra *offtime* (tabla 4.2), se obtiene una relación señal-ruido para el canal de gadolinio en torno a 500 y de aproximadamente 17 en el canal de hidrógeno. El esfuerzo en el diseño y construcción del detector ha conseguido que el fondo accidental sea prácticamente despreciable en el canal de gadolinio. En el canal de hidrógeno, la introducción del corte en la variable ANN junto con la optimización de los cortes para este análisis (especialmente la detección de la radioactividad exterior mediante el IV) ha conseguido mejorar la relación S/B desde un valor de aproximadamente 1 en la publicación de 2013[107] hasta un valor de 17 en la publicación de 2016[91], en la que se consigue obtener una sensibilidad en la medida de  $\theta_{13}$  similar a la del canal de gadolinio.

En cuanto a la variación temporal de la frecuencia, se esperaba que fuese estable porque tanto la radioactividad natural como los rayos cósmicos son fenómenos estables en el tiempo<sup>3</sup>. La figura 4.4 muestra la frecuencia de sucesos por día

<sup>3</sup>Existen procesos que no cumplen estrictamente esta estabilidad: el  $\text{Rn}^{222}$  se desintegra durante



para cada día de la toma de datos. Sin embargo, se observa un ligero descenso de la frecuencia de accidentales, pero con un tiempo muy poco significativo, lo que unido a la presencia de LN hace difícil estudiar su causa (pudiendo incluso estar relacionado con el mecanismo de emisión de LN). En cualquier caso, la inestabilidad del fondo accidental está recogida en el resultado. La [figura 4.5](#) muestra, para el canal de gadolinio, un histograma construido a partir de las frecuencias obtenidas para cada día y su ajuste a una gaussiana. El ajuste proporciona el valor medio diario del fondo accidental ( $\bar{\mu}_d = 0.07508$  sucesos/día), algo menor que la frecuencia obtenida a partir de la muestra, y el valor de la dispersión ( $\sigma_d = 0.00867$  sucesos/día), que es ligeramente mayor que la dispersión estadística esperada ( $\sigma_d^{esp} = \sqrt{2000 \cdot \bar{\mu}_d} / 2000 = 0.00612$  sucesos/día). Estas discrepancias son debidas a que en el histograma todos los días tienen el mismo peso, pero no en todos los días se han recogido la misma cantidad de datos.

### Espectro de energía de la señal rápida

El espectro energético de la señal rápida *offtime* se utiliza en la medida de  $\theta_{13}$ . La [figura 4.6](#) muestra dicho espectro para los dos canales. Los espectros están dominados por la radioactividad natural, cuyas señales se concentran a baja energía, observándose una forma similar en ambos. A pesar de esta similitud, la contribución relativa de la radioactividad natural y los isótopos cosmogénicos ( $E > 4$  MeV) es diferente en ambos canales debido a la posición espacial de los vértices. Mientras que los isótopos cosmogénicos están distribuidos homogéneamente en todo el detector, la radioactividad natural se concentra en el GC. Por tanto, en el canal de hidrógeno, donde la señal retardada es de baja energía, el corte en  $\Delta R$  provoca que la cantidad de señales rápidas en el GC sea mayor, aumentando la contribución de la radioactividad natural.

### Espectro de energía de la señal retardada

Los espectros energéticos de las señales retardadas de los canales de gadolinio y de hidrógeno se muestran en la [figura 4.7](#). El espectro del canal de hidrógeno muestra la forma esperada para la captura del neutrón en hidrógeno como efecto del corte en la variable ANN. En el canal de gadolinio se observa un pico a 8 MeV debido a las capturas de neutrones en gadolinio y en el acero de los blindajes. Además, la cola del espectro energético del  $^{208}\text{Tl}$  se observa entre los 4 MeV y los 5 MeV. La composición de este espectro se cuantificará en el [capítulo 5](#).

### Distribución espacial de las señales del suceso

En la [figura 4.8](#) se muestra la distribución espacial de las señales que forman los sucesos accidentales. Se observa una acumulación de señales en el centro de la parte inferior del GC debido a la contaminación introducida por un sensor de presión,

---

los 10 primeros días de la toma de datos, como se observa en la [figura 4.4](#), y los muones cósmicos sufren una variación estacional que, en este caso, tiene una variación despreciable respecto a su magnitud total.

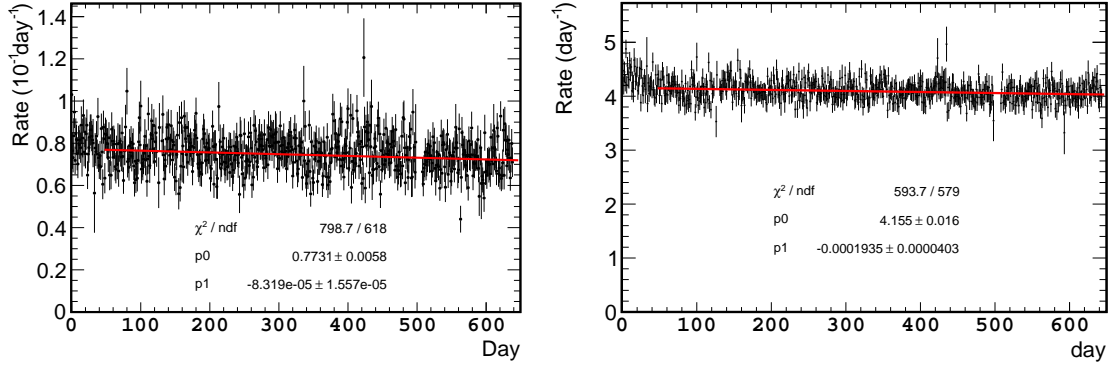


Figura 4.4: Frecuencia diaria de accidentales seleccionados en el canal de gadolinio, a la izquierda, y en el canal de hidrógeno, a la derecha. Los días con menos de 1 hora de toma de datos han sido omitidos.

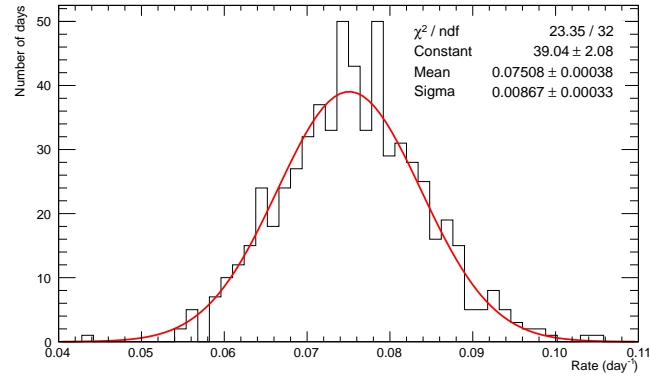


Figura 4.5: Frecuencia diaria de sucesos accidentales. Los días con menos de 1 hora de datos han sido omitidos.

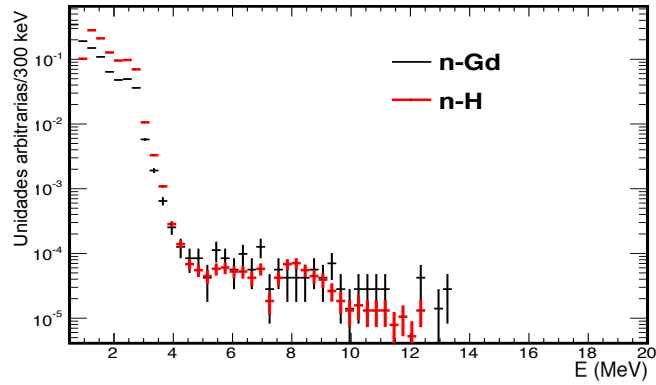


Figura 4.6: Espectros de la señal rápida del canal de gadolinio (negro) y de hidrógeno (rojo). Los espectros han sido normalizados a 1 entrada en el rango de energía [1,20] MeV.

cuyos materiales tienen un menor grado de radiopureza que el resto del detector. Hay otra acumulación en la parte superior del eje debido a la radioactividad que llega por la chimenea, donde no hay blindaje. La señal rápida (y la retardada del canal de hidrógeno) tienen una mayor cantidad de señales en el GC (respecto al blanco) porque la mayoría de las desintegraciones radioactivas se producen fuera de los volúmenes centelleadores.

### Validez de los resultados del método del tiempo desplazado

Hay varios procedimientos que se pueden utilizar para comprobar la validez de los resultados. Se puede realizar una primera comprobación comparando las distribuciones  $\Delta R$  de la muestra *offtime* con la muestra *ontime* y la simulación MC. Estas distribuciones aparecen en la [figura 4.9](#), observándose que la muestra *offtime* reproduce el comportamiento esperado de los accidentales de la muestra *ontime* (aquellos sucesos con  $\Delta R > 1.5$  m). El acuerdo entre estas distribuciones se puede cuantificar dividiendo las muestras *offtime* y *ontime* para  $\Delta R > 1.5$  m, donde solo se esperan sucesos no correlacionados. La [figura 4.10](#) muestra, para el canal de gadolinio, el cociente entre el número de sucesos de la muestra de accidentales *ontime* sobre la muestra *offtime* equivalente junto con su ajuste a una recta de pendiente 0. En ella se puede observar que las muestras proporcionan resultados ligeramente distintos:  $N_{ontime}^{\Delta R > 1.4m} / N_{offtime}^{\Delta R > 1.4m} = 0.93 \pm 0.05$  para el canal de gadolinio. De aquí se deduce que, a pesar de reproducir el comportamiento de los accidentales de la muestra *ontime*, la normalización de la muestra *offtime* no es la adecuada. Esta diferencia, que también se observa en el canal de hidrógeno,  $1.059 \pm 0.003^4$ , es consecuencia de que ciertos cortes no se han aplicado de la misma forma en ambas muestras. En la siguiente sección se mostrarán las correcciones que hay que aplicar a la muestra *offtime* para que su normalización sea correcta.

### 4.3. Factores de corrección

Hay cuatro cortes que producen diferencias en el comportamiento de ambas muestras: la longitud del *run*, el veto del muon, el corte de multiplicidad y el corte de correlación de los isótopos cosmogénicos. El factor de corrección asociado a cada uno de estos cortes, expresado en la [ecuación 4.2](#), se define como la relación entre la probabilidad de que un suceso accidental de la muestra *ontime* pase el corte ( $P_{ontime}$ ) y la probabilidad de que lo haga un suceso de la muestra *offtime* ( $P_{offtime}$ ).

$$(4.2) \quad f = \frac{P_{ontime}}{P_{offtime}}$$

---

<sup>4</sup>También se ha omitido el corte de la variable ANN

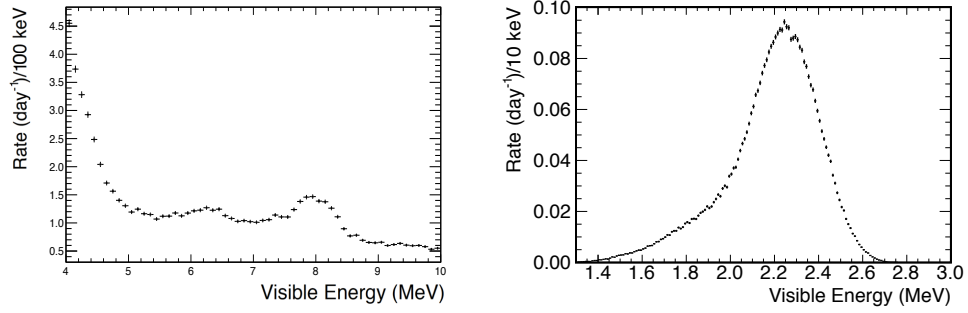


Figura 4.7: Espectro de energía de la señal retardada del canal de gadolinio, a la izquierda, y en el canal de hidrógeno, a la derecha.

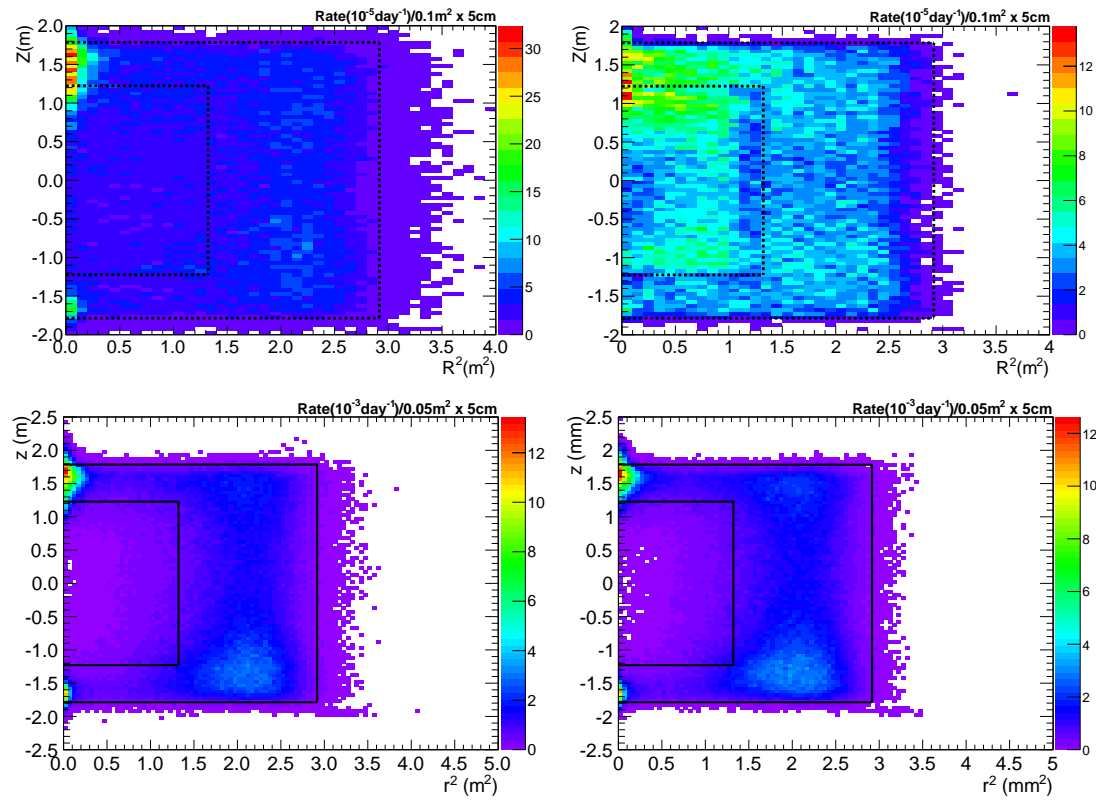


Figura 4.8: A la izquierda, los vértices de la señal rápida de la muestra *offtime* en el plano  $Z$ - $R^2$  y, a la derecha, los vértices de la señal retardada. En la parte superior aparecen las distribuciones correspondientes al canal de gadolinio y en la inferior las correspondientes al canal de hidrógeno. Las superficies que separan blanco y GC y las que separan el GC y el *buffer* están representadas como líneas negras discontinuas.

#### 4.3.1. Corrección debida a la longitud finita del *run*

Los datos se han almacenado en 12305 *runs* de 1 hora aproximadamente. La longitud finita del *run* produce un efecto ligeramente diferente en las muestras *ontime* y *offtime*. Si la señal rápida se encuentra al final de la toma de datos (en los últimos 2.6 s en el caso del canal de gadolinio y los últimos 1.34 s en el caso del canal de hidrógeno), la ventana de coincidencia está dentro del *run*, pero algunas de las

ventanas de la muestra *offtime* están fuera del mismo (figura 4.11). Esto quiere decir que hay más señales rápidas disponibles en la muestra *ontime* que en la muestra *offtime*. Este efecto produce una reducción del tiempo disponible para el análisis en la muestra *offtime*, reducción que coincide con el *time offset* de cada señal rápida virtual, que para la señal virtual  $i$ -ésima se denota  $t_{offset-i} = T_0 + i * t_{bw}$ .

La probabilidad de encontrar una coincidencia señal rápida-señal retardada es proporcional al tiempo del *run* en el que puede ocurrir la señal rápida manteniendo la ventana de coincidencia dentro del mismo. En el caso de la muestra *ontime* se trata del tiempo útil de toma de datos,  $T_{\bar{\nu}}$ , que se puede escribir como  $\sum_{j=1}^{N_{RUNS}} t_{\bar{\nu}-j}$ , siendo  $t_{\bar{\nu}-j}$  el tiempo útil del run  $j$ . En el caso de la muestra *offtime* el tiempo útil de cada run para la señal virtual  $i$ -ésima,  $t_{TDespl-ji}$ , se define como  $t_{TDespl-ji} = t_{\bar{\nu}-j} - T_0 - it_{bw}$ , cuya suma para todos los runs vamos a llamarla  $T_{TDespl-i}$ . Teniendo en cuenta todas las señales rápidas virtuales, el factor de corrección toma la forma que aparece en la ecuación 4.3, donde además de las variables que se acaban de definir aparecen el número de *runs*,  $N_{RUNS}$ , y el tiempo útil medio de los *runs*,  $\bar{T}_{RUN}$ .

$$\begin{aligned}
 f_{FRL} &= \frac{P_{Ontime}^{FRL}}{P_{Offtime}^{FRL}} = \frac{T_{\bar{\nu}}}{\frac{\sum_{i=0}^{N_V-1} T_{TDespl-i}}{N_V}} = \frac{\sum_{j=1}^{N_{RUNS}} t_{\bar{\nu}-j}}{\sum_{j=1}^{N_{RUNS}} \frac{\sum_{i=0}^{N_V-1} t_{TDespl-ji}}{N_V}} = \\
 (4.3) \quad &= \frac{N_{RUNS} \frac{\sum_{j=1}^{N_{RUNS}} t_{\bar{\nu}-j}}{N_{RUNS}}}{N_{RUNS} \frac{\sum_{i=0}^{N_V-1} \left( \frac{\sum_{j=1}^{N_{RUNS}} t_{TDespl-ji}}{N_{RUNS}} \right)}{N_V}} = \frac{N_V \bar{T}_{RUN}}{\sum_{i=0}^{N_V-1} (\bar{T}_{RUN} - T_{offset-i})} \\
 &= \frac{N_V \bar{T}_{RUN}}{\sum_{i=0}^{N_V-1} (\bar{T}_{RUN} - T_0 - it_{bw})} = \frac{\bar{T}_{RUN}}{\bar{T}_{RUN} - T_0 - \frac{(N_V-1)t_{bw}}{2}}
 \end{aligned}$$

En la segunda línea de la ecuación 4.3 se asume que todos los *runs* tienen una longitud mayor que los máximos *time offsets* utilizados ( $\sim 2.6$  s en el caso del canal de gadolinio y  $\sim 1.34$  s en el caso del canal de hidrógeno). Como para considerar que un *run* sea válido se exige que tenga más de 5 minutos de datos, esto siempre se cumple.

El valor de los factores de corrección para los canales de gadolinio e hidrógeno se calcula mediante en la ecuación 4.4 y sus valores, junto con los de los parámetros utilizados en el cálculo, aparecen en la tabla 4.4.

$$(4.4) \quad f_{FRL}^{Gd} = \frac{\bar{T}_{RUN}}{\bar{T}_{RUN} - T_{offset-0} - \frac{(N_V-1)t_{bw}}{2}}$$

El error del factor proviene de la propagación de la incertidumbre en el

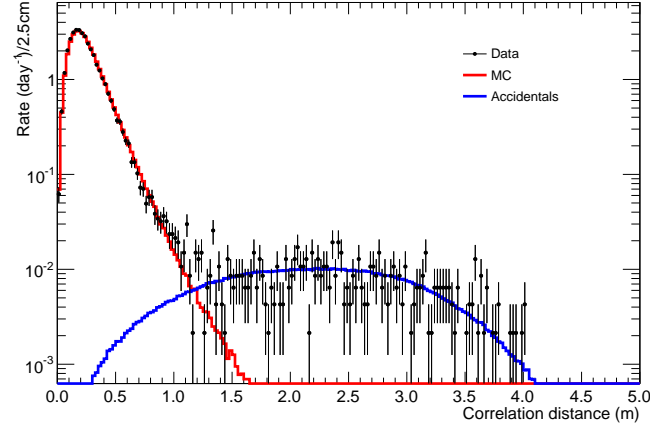


Figura 4.9: Distribuciones de la variable  $\Delta R$  para la muestra de antineutrinos seleccionada (puntos negros), la muestra pura de accidentales (línea azul) y el MC de antineutrinos (línea roja) para el canal de gadolinio.

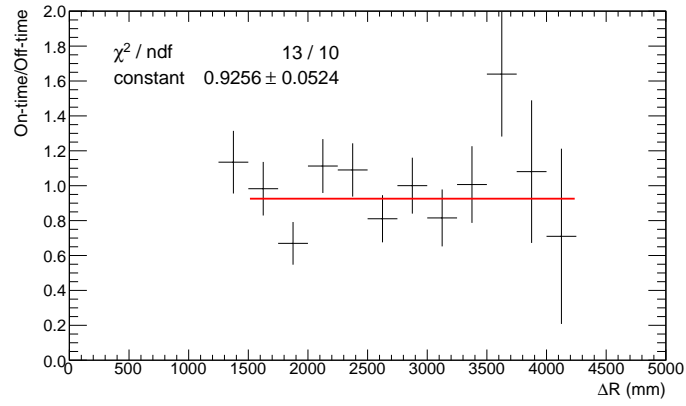


Figura 4.10: Cociente entre los sucesos encontrados en la ventana *ontime* y la ventana *offtime* para valores de  $\Delta R$  mayores a 1 m (puntos negros) y el mejor ajuste de estos a una función constante (línea roja).

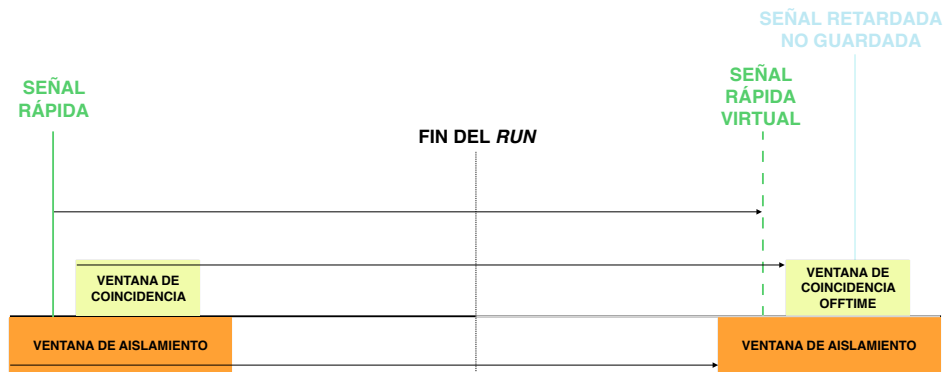


Figura 4.11: Esquema de las ventanas *ontime* y *offtime* para una señal al final de la toma de datos. La ventana *ontime* se encuentra dentro del tiempo guardado en la toma de datos, mientras que la ventana *offtime* queda fuera.

tiempo útil. Como esta incertidumbre es despreciable, se puede considerar que el error en este factor también lo es.

### 4.3.2. Corrección debida al veto del muón

El veto del muón elimina las señales posteriores a cualquier muón en un periodo de tiempo,  $t_{vet}$ , de 1 ms en el canal de gadolinio y de 1.25 ms en el canal de hidrógeno, [sección 3.3](#). La probabilidad de que la señal rápida sea vetada es la misma para las muestras de accidentales *ontime* y *offtime*. Una vez que la señal rápida no ha sido vetada, la probabilidad de veto de la señal retardada es diferente en las dos muestras. En el caso de los accidentales *offtime*, la probabilidad de que la señal retardada no sea vetada está determinada por la probabilidad de Poisson de que no haya muones en el intervalo  $t_{vet}$ , [ecuación 4.5](#), donde  $R_\mu$  es la frecuencia de muones que llegan al detector. En los accidentales *ontime*, la probabilidad es mayor porque solo hay que tener en cuenta la probabilidad de que no existan muones entre la señal rápida y la retardada, [ecuación 4.6](#), donde  $T_{max}$  es el máximo tiempo permitido entre la señal rápida y la retardada en la muestra *ontime*,  $T_{min}$  es el menor tiempo permitido dichas señales en la muestra *ontime* y  $f(\Delta T)$  la función de distribución de los tiempos entre la señal rápida y la retardada. A partir de estas probabilidades se puede obtener el factor de corrección utilizando la [ecuación 4.2](#), siendo su forma explícita la que aparece en la [ecuación 4.7](#).

$$(4.5) \quad P_{offtime}^{Muon} = e^{-R_\mu t_{vet}}$$

$$(4.6) \quad P_{ontime}^{Muon} = \frac{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} f(\Delta T) e^{-R_\mu t} dt}{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} f(\Delta T) dt}$$

$$(4.7) \quad f_{MV} = \frac{P_{ontime}^{Muon}}{P_{offtime}^{Muon}} = \frac{\frac{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} f(\Delta T) e^{-R_\mu t} dt}{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} f(\Delta T) dt}}{e^{-R_\mu t_{vet}}}$$

En el canal de gadolinio,  $f(\Delta T)$  es plano, como se espera del fondo accidental. La forma del factor en este caso se muestra en la [ecuación 4.8](#), los valores del factor y de las diferentes variables se muestra en la [tabla 4.4](#). Como la distribución  $f(\Delta T)$  es plana, el error de este factor en el canal de gadolinio se determina propagando el error de  $R_\mu$ , única variable de la [ecuación 4.8](#) que tiene incertidumbre.

$$(4.8) \quad f_{MV}^{Gd} = \frac{e^{R_\mu(t_{vet}-\Delta T_{min})} - e^{R_\mu(t_{vet}-\Delta T_{max})}}{R_\mu (\Delta T_{max} - \Delta T_{min})}$$

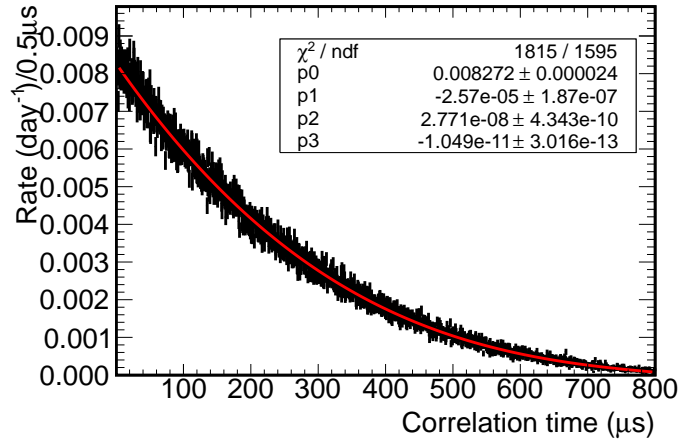


Figura 4.12: Distribución del tiempo de la señal retardada menos el tiempo de la señal rápida una vez sustraído el tiempo que se ha desplazado la señal rápida virtual. Se ha realizado un ajuste a una distribución polinómica de tercer grado.

En el canal de hidrógeno, el corte en la variable ANN hace que la distribución plana de  $f(\Delta T)$  se convierta en una distribución decreciente, ya que el corte rechaza un mayor número de accidentales conforme aumenta  $\Delta T$ .  $f(\Delta T)$  se obtiene ajustando esta distribución a un polinomio de tercer grado como se muestra en la figura 4.12. En este caso, el error de la corrección está dominado por los errores de los coeficientes de la función que describe  $f(\Delta T)$ , que aparecen en la tabla 4.4 junto con el valor del factor, que debe ser calculado mediante una integración numérica al no existir resolución analítica de algunas de las integrales que aparecen, y el resto de variables que intervienen en su cálculo. La importancia de los errores de los coeficientes del polinomio se observa al comparar los errores relativos de ambos canales, de forma que la incertidumbre de este factor pasa del 0.004 % en el canal de gadolinio a un 0.2 % en el canal de hidrógeno.

### 4.3.3. Corrección debida al corte de multiplicidad

Como se ha mencionado cuando se explicó el método del tiempo desplazado, el corte de multiplicidad se aplica de forma diferente a la muestra *ontime* y la muestra *offtime*. El aislamiento del corte de multiplicidad se aplica a la señal rápida, pero en la muestra *offtime* se aplica una segunda vez sobre la señal rápida virtual, lo que provoca que rechace más sucesos en este caso. Sin embargo, esta no es la única discrepancia entre ambas, existe otra diferencia más sutil, el corte de multiplicidad solo tiene en cuenta las señales preseleccionadas, por tanto, su capacidad de veto depende también del veto del muón, que no afecta igual a las muestras *ontime* y *offtime*. La figura 4.13 muestra cómo la probabilidad de solapamiento del veto del muón con la ventana de aislamiento de la señal rápida varía de una muestra a otra. Es necesario precisar que el factor de corrección del veto del muón corrige los efectos del corte sobre las señales del suceso, en el factor de corrección del corte de



multiplicidad se consideran efectos del veto del muón sobre las señales anteriores y posteriores a las del suceso y, por tanto, son efectos que no están incluidos en el factor de corrección del veto del muón.

Las discrepancias introducidas por el corte de multiplicidad se cuantifican a partir de la eficiencia del corte sobre la pareja de señales del suceso *ontime* ( $\varepsilon_{ontime}^{iso}$ ) y sobre cada señal del suceso *offtime* por separado ( $\varepsilon_{e^+-offtime}^{iso}, \varepsilon_n^{iso}$ ), [ecuación 4.9](#). Para calcular las eficiencias de cada caso, hay que calcular la probabilidad de que no haya señales preseleccionadas en cada una de las regiones en la que se puede dividir la ventana de aislamiento. La eficiencia será el producto de estas probabilidades. Las regiones en las que se puede dividir la ventana de aislamiento dependen de cómo un muón rechazaría las posibles señales preseleccionadas presentes en dicha región. Hay tres regiones diferentes:

- Región 1: la región anterior a la señal rápida (o a la señal retardada para el cálculo de  $\varepsilon_n^{iso}$ ), en la que es posible que un muón pueda haber rechazado señales de la ventana de aislamiento que de otra forma hubiesen sido *triggers* válidos (el recuadro morado de la [figura 4.13](#)).
- Región 2: la región entre la señal rápida y la retardada de la muestra *ontime*.
- Región 3: la región posterior a la señal retardada (o a la señal rápida para el cálculo de  $\varepsilon_{e^+-offtime}^{iso}$ ), en la que es posible que un muón pueda haber rechazado señales de la ventana de aislamiento que de otra forma hubiesen sido *triggers* válidos (el recuadro verde de la [figura 4.13](#)).

$$(4.9) \quad f_{aisl} = \frac{P_{ontime}^{Multiplicidad}}{P_{offtime}^{Multiplicidad}} = \frac{\varepsilon_{ontime}^{iso}}{\varepsilon_{e^+-offtime}^{iso} \varepsilon_n^{iso}}$$

Para hallar la probabilidad de que no haya señales preseleccionadas en cualquiera de estas regiones, hay que tener en cuenta las dos posibles situaciones en que dicha región no contiene señales:

- **Caso 1:** No existían señales en la región, ni siquiera antes de aplicar el veto del muón.
- **Caso 2:** Las señales existentes en la región han sido rechazadas por el veto del muón.

La probabilidad correspondiente al caso 1 viene dada directamente por la probabilidad de Poisson de que no haya señales en el intervalo de tiempo en cuestión. La frecuencia de señales utilizadas para calcular la probabilidad de Poisson no es la frecuencia “nominal”, ya que la probabilidad de Poisson se utiliza para muestras en las que las señales son independientes, cosa que no ocurre en los datos. La frecuencia

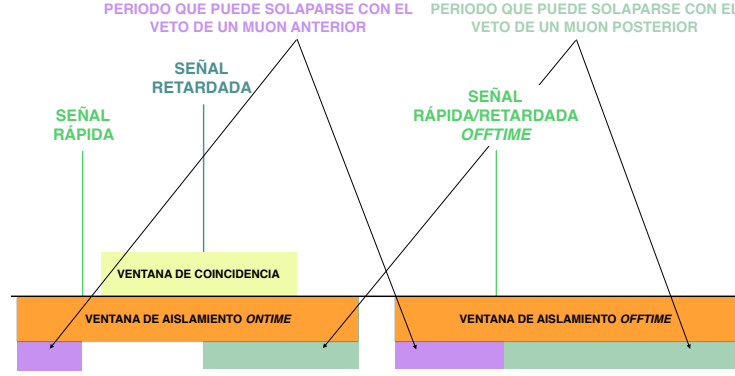


Figura 4.13: Esquema de las ventanas de aislamiento aplicadas en el corte de multiplicidad indicando qué regiones de la ventana de aislamiento pueden solaparse con los vetos del muón anterior y posterior.

efectiva de *triggers* válidos,  $R_s^{eff}$ , es la frecuencia que tendrá una muestra equivalente de señales independientes. El tiempo muerto generado por la aplicación del corte de multiplicidad sobre esta muestra debe coincidir con el generado por la muestra de sucesos preseleccionados, es decir, el corte de multiplicidad debe tener la misma eficiencia para las dos muestras. La frecuencia efectiva se calcula a partir de la ecuación 4.10, donde  $\varepsilon_{mult}$  es la eficiencia del corte de multiplicidad obtenida de la muestra preseleccionada y  $t_{iso}$  es la longitud de la ventana de aislamiento. Los valores de frecuencia efectiva para los canales de gadolinio e hidrógeno se muestran en la tabla 4.4.

$$(4.10) \quad \varepsilon_{mult} = P(0, R_s^{eff} t_{iso}) = e^{-R_s^{eff} t_{iso}} \rightarrow R_s^{eff} = -\frac{\ln(\varepsilon_{mult})}{t_{iso}}$$

Una vez determina la frecuencia de *triggers* válidos, la probabilidad de que no haya señales en la región  $i$ , con  $i = 1, 2$  ó  $3$ , aparece en la ecuación 4.11, donde  $t$  es la longitud del intervalo. Las longitudes de las diferentes regiones en cada caso se muestran en la tabla 4.3.

$$(4.11) \quad p_{i-cl}(t) = e^{-R_s^{eff} t}$$

Región	1	2	3
<i>ontime</i>	$t_p$	$\Delta T$	$t_n - \Delta T$
señal rápida <i>offtime</i>	$t_p$	0	$t_n$
señal retardada <i>offtime</i>	$t_p + \Delta T$	0	$t_n - \Delta T$

Tabla 4.3: Longitud de las regiones en las que se puede dividir el aislamiento de las diferentes señales de los sucesos *ontime* y *offtime*.

La probabilidad correspondiente al caso 2 de que no haya señales preseleccionadas se calcula teniendo en cuenta todos los posibles solapamientos entre el veto del muon y la ventana de aislamiento en las regiones 1 y 3. El mecanismo de cálculo consiste en integrar la probabilidad de rechazo para todos los solapamientos posibles, exigiendo, al menos, una señal en el tiempo solapado. La probabilidad de que el veto del muón haya rechazado todas las señales existentes en la región aparece en la [ecuación 4.12](#), donde  $L$  es el intervalo de tiempo que abarca la región en cuestión. La longitud de los intervalos es la misma que en el caso anterior ([tabla 4.4](#)).

$$(4.12) \quad \begin{aligned} \text{Región 1:} \quad p_{1-c2}(L) &= \frac{\int_0^L e^{-R_s^{eff}t} (1 - e^{-R_s^{eff}(L-t)}) (1 - e^{-R_\mu t}) dt}{\int_0^L dt} \\ \text{Región 3:} \quad p_{3-c2}(L) &= \frac{\int_0^L e^{-R_s^{eff}t} (1 - e^{-R_s^{eff}(L-t)}) (1 - e^{-R_\mu t}) dt}{\int_0^L dt} \end{aligned}$$

Una vez todas las contribuciones han sido determinadas, se obtiene la forma de cada eficiencia, como se muestra en la [ecuación 4.13](#), donde se observa que  $\varepsilon_{ontime}^{iso}$  y  $\varepsilon_n^{iso}$  son dependientes del tiempo entre las señales  $\Delta T$ .

$$(4.13) \quad \begin{aligned} \varepsilon_{ontime}^{iso} &= (p_{1-c1} + p_{1-c2}) p_{2-c1}(\Delta T) (p_{3-c1}(t_n - \Delta T) + p_{3-c2}(t_n - \Delta T)) \\ \varepsilon_{e^+-offtime}^{iso} &= (p_{1-c1} + p_{1-c2}) (p_{3-c1} + p_{3-c2}) \\ \varepsilon_n^{iso}(\Delta T) &= (p_{1-c1}(t_p + \Delta T) + p_{1-c2}(t_p + \Delta T)) (p_{3-c1}(t_n - \Delta T) + p_{3-c2}(t_n - \Delta T)) \end{aligned}$$

Para eliminar la dependencia de  $\Delta T$ , hay que integrar entre todos los tiempos entre señales posibles, entre  $\Delta T_{min}$  y  $\Delta T_{máx}$  ([tabla 4.4](#)), utilizando la función de distribución de los tiempos entre las señales del suceso,  $f(\Delta T)$ , de la misma forma que se hizo para el cálculo del factor de corrección del veto del muón.

$$(4.14) \quad \begin{aligned} \varepsilon_{ontime}^{iso}(\Delta T) &= \frac{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} f(\Delta T) \varepsilon_{ontime}^{iso}(\Delta T) d\Delta T}{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} f(\Delta T) d\Delta T} \\ \varepsilon_n^{iso}(\Delta T) &= \frac{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} f(\Delta T) \varepsilon_n^{iso}(\Delta T) d\Delta T}{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} f(\Delta T) d\Delta T} \end{aligned}$$

El valor del factor de corrección y los de los parámetros necesarios para su cálculo se muestran en la [tabla 4.4](#), incluidos los correspondientes a la función  $f(\Delta T)$  que, como ya se explicó en el factor de corrección del veto del muón, es plana en el canal de gadolinio y un polinomio de tercer grado en el canal de hidrógeno.

Inicialmente, la incertidumbre del factor se realizó por propagación de errores de las variables que tienen error, la cual podía realizarse de forma analítica en el canal de gadolinio, pero debía realizarse mediante integración numérica en el canal de hidrógeno. Sin embargo, tras comprobar que la incertidumbre que introducía el caso 2 era despreciable respecto a la introducida por el caso 1, el cálculo de la incertidumbre se aproxima como la propagación de las incertidumbres en el caso 1, pudiéndose realizar la propagación analítica en ambos canales para obtener (en ambos) la ecuación ??.

$$(4.15) \quad \Delta f_{Aisl} = \frac{\partial f}{\partial R_s^{eff}} \Delta R_s^{eff} = (t_p + t_n) e^{-R_s^{eff}(t_p+t_n)}$$

De nuevo, el error relativo es mayor en el canal de hidrógeno (un 0.0001 % frente al 0.00005 % del canal de gadolinio). En esta ocasión la diferencia de precisión de las medidas no es debida a la incertidumbre de la distribución del tiempo entre señales (la propagación hace que su contribución al error sea menor que el error de la frecuencia efectiva de *triggers* válidos), sino al mayor tiempo de aislamiento utilizado en el canal de hidrógeno.

	CANAL DE Gd	CANAL DE H
$\overline{T_{RUN}}$ (s)	3285.5171	
$T_0$ (s)	1	
$N_w$	2000	200
$t_{bw}$ (ms)	0.8	1.7
$R_\mu$ (Hz)	$45.2378 \pm 0.0010$	
$\Delta T_{min}$ ( $\mu s$ )	0.5	
$\Delta T_{max}$ ( $\mu s$ )	150	800
$f(\Delta T)$ , coef. grado 0 ( $día^{-1}$ )	$1 \pm 0$	$(8.27 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$
$f(\Delta T)$ , coef. grado 1 ( $día^{-1} \mu s^{-1}$ )	-	$(-2.57 \pm 0.02) \cdot 10^{-5}$
$f(\Delta T)$ , coef. grado 2 ( $día^{-1} \mu s^{-2}$ )	-	$(2.77 \pm 0.04) \cdot 10^{-8}$
$f(\Delta T)$ , coef. grado 3 ( $día^{-1} \mu s^{-3}$ )	-	$(-1.05 \pm 0.03) \cdot 10^{-11}$
$R_s^{eff}$ (Hz)	$12.9071 \pm 0.0006$	$12.5782 \pm 0.0006$
$t_p$ ( $\mu s$ )	200	800
$t_n$ ( $\mu s$ )	600	900
Corrección de la longitud del run	1.00055	1.00036
Corrección del veto del muón	$1.04272 \pm 0.00004$	$1.034 \pm 0.002$
Corrección de multiplicidad	$1.0104264 \pm 0.0000005$	$1.0225845 \pm 0.0000010$

Tabla 4.4: Factores de corrección de cálculo analítico y variables usadas en su cálculo.

#### 4.3.4. Corrección debida a la correlación de los isótopos cosmogénicos

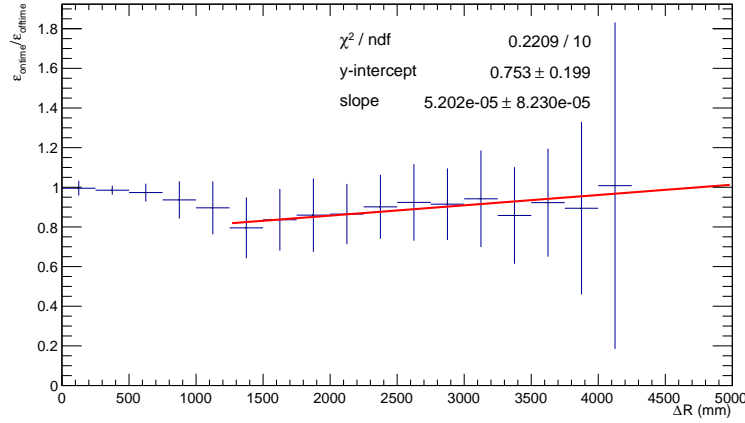
El último corte que afecta de forma diferente a ambas muestras es el corte de correlación de los isótopos cosmogénicos (sección 3.5.5), aunque solo causa diferencias en el canal de gadolinio. Para comprender por qué se producen las diferencias es importante no perder de vista que el corte solo se aplica a la señal rápida. En los sucesos accidentales, la proporción de sucesos cuya señal rápida es un isótopo cosmogénico es la misma en las muestras *ontime* y *offtime* y la aplicación del corte los elimina con la misma eficiencia. Sin embargo, cuando la señal rápida no es un isótopo cosmogénico, la proporción de sucesos eliminados por el corte es mayor en la muestra *ontime*. A continuación se explica como afecta este corte a cada muestra:

- En la muestra *ontime*, los cortes espaciales y temporales de la selección crean una correlación efectiva entre la señal rápida y la retardada. Si la señal retardada es un isótopo cosmogénico; la probabilidad de que la señal rápida sea identificada como tal, incluso en el caso de que realmente no lo sea, es elevada debido a esta correlación efectiva (aparecerá cercana temporal y espacialmente al mismo muón que lo hace la señal retardada, por lo que el valor del likelihood cosmogénico debe ser similar al de la señal retardada, sección 3.5.5). En el canal de hidrógeno, al tener una señal retardada de baja energía, la fracción de isótopos cosmogénicos que actúan como señal retardada es despreciable, por lo que no es visible este efecto.
- En la muestra *offtime* no se crea ninguna correlación efectiva, ya que la señal rápida y la retardada están alejadas en el tiempo. Por tanto, la identificación de la señal rápida como isótopo cosmogénico no puede ser consecuencia de que la señal retardada lo sea.

El factor de corrección es la probabilidad de que un suceso accidental de la muestra *ontime* pase el corte de los isótopos cosmogénicos dividido entre la probabilidad de que lo haga un suceso de la muestra *offtime*, es decir, la eficiencia del corte sobre el conjunto de los accidentales presentes en la muestra *ontime* dividido entre la eficiencia del corte aplicado a la muestra *offtime*, tal y como se expresa en la ecuación 4.16. La eficiencia del corte para la muestra *offtime* se obtiene directamente de los datos y su valor aparece en la ecuación 4.17, donde  $N_{offtime}^{LiRed}$  es el número de sucesos seleccionados en la muestra *offtime* y  $N_{offtime}^{noLiRed}$  es el número de sucesos seleccionados al aplicar toda la selección salvo el corte de correlación de los isótopos cosmogénicos.

$$(4.16) \quad f_{Li} = \frac{P_{ontime}^{no-Li}}{P_{offtime}^{no-Li}} = \frac{\varepsilon_{LiRed}^{ontime}}{\varepsilon_{LiRed}^{offtime}}$$

$$(4.17) \quad \varepsilon_{LiRed}^{offtime} = \frac{N_{offtime}^{LiRed}}{N_{offtime}^{noLiRed}} = 0.992 \pm 0.002$$



**Figura 4.14:** Cociente de las eficiencias *ontime* y *offtime* cada 25 cm. En el cálculo de las eficiencias no se ha aplicado el corte espacial. La distribución se ha ajustado a un polinomio de grado 1 (una recta) para  $\Delta R > 1.25$  m.

La única manera de obtener una muestra pura de accidentales *ontime* es tomando aquellos sucesos con  $\Delta R$  grande (por ejemplo  $\Delta R > 1.4$  m). La eficiencia del corte para dicha muestra aparece en la [ecuación 4.18](#). Sin embargo, cuando la señal retardada es un isótopo cosmogénico, el corte en  $\Delta R$  influye en el valor del likelihood de la señal rápida. Por tanto, el número de sucesos que pasan el corte para  $\Delta R < 1.4$  m será menor, siendo la eficiencia obtenida un límite superior. La [figura 4.14](#) muestra el factor de corrección en función de  $\Delta R$  y permite confirmar este aumento de la eficiencia con la distancia.

$$(4.18) \quad \varepsilon_{LiRed(\Delta R > 1.4)}^{ontime} = \frac{N_{ontime(\Delta R > 1.4)}^{LiRed}}{N_{ontime(\Delta R > 1.4)}^{noLiRed}} = 0.868 \pm 0.016(stat)$$

Al ser imposible calcular la eficiencia en la muestra *ontime*, se busca una cota inferior que permita estimar la incertidumbre que introduce usar este límite superior como su valor. El límite inferior, que se muestra en la [ecuación 4.19](#), se obtiene aplicando el corte de correlación de los isótopos cosmogénicos a la señal retardada en lugar de a la señal rápida, de esta manera calculamos la eficiencia para el caso más desfavorable en que el rechazo de la señal retardada rechazada por el corte implica que también se rechazaría la señal rápida en la muestra *ontime*.

$$(4.19) \quad \varepsilon_{ret-LiRed}^{ontime} = \frac{N_{offtime}^{ret-LiRed}}{N_{offtime}^{ret-noLiRed}} = 0.841 \pm 0.002$$

El valor de eficiencia se obtiene a partir de los límites superior e inferior. Utilizando una aproximación conservadora, se utiliza como valor central el correspondiente al límite con un mayor error estadístico y se utiliza como error sistemático

la diferencia entre ambos límites, siendo el resultado final el que aparece en la [ecuación 4.20](#) y el valor de la corrección el que aparece en la [ecuación 4.21](#).

$$(4.20) \quad \varepsilon_{LiRed}^{ontime} = 0.868 \pm 0.016(stat) \pm 0.027(syst)$$

$$(4.21) \quad f_{Li} = 0.875 \pm 0.017(stat) \pm 0.027(syst)$$

### 4.3.5. Valor final del factor de corrección

A partir de los factores de corrección calculados se obtiene el factor de corrección global que hay que aplicar a la normalización del fondo accidental para obtener el resultado final, tal y como se muestra en la [ecuación 4.22](#), donde el superíndice Gd hace referencia al canal de gadolinio y el superíndice H al de hidrógeno.

$$(4.22) \quad \begin{aligned} f^{Gd} &= f_{FRL}^{Gd} f_{MV}^{Gd} f_{Aisl}^{Gd} f_{Li} \\ f^H &= f_{FRL}^H f_{MV}^H f_{Aisl}^H \end{aligned}$$

Los errores de cada uno de esos factores se consideran independientes de los demás porque las incertidumbres que dominan el error en cada factor proceden de variables diferentes. El error dominante para el factor de corrección del veto del muón es generado por la frecuencia de muones en el canal de gadolinio y los coeficientes de  $\Delta T$  en el de hidrógeno, el del factor de corrección debido al corte de multiplicidad es el error en la frecuencia efectiva de señales preseleccionadas y para la corrección de la correlación de los isótopos cosmogénicos proviene de la diferencia entre las cotas superiores e inferiores y de la estadística de las muestras. Al ser independientes, el error total es la suma en cuadratura de los errores de cada factor.

Los resultados del factor de corrección y sus errores se muestran en la [tabla 4.5](#). En ella se puede observar cómo en el canal de gadolinio, el factor de corrección de la correlación de los isótopos cosmogénicos es el que produce una mayor desviación (y lo hace en sentido contrario al resto de factores) y su incertidumbre es la dominante. En el canal de hidrógeno no existe corrección debida a la correlación de los isótopos cosmogénicos y el error está dominado por las incertidumbres en los coeficientes de la distribución  $f(\Delta T)$ .

El factor de corrección global es equivalente al cociente entre el número de sucesos *ontime* y *offtime* para  $\Delta R$  grande que, como se observa en la [figura 4.10](#), es  $N_{ontime}^{\Delta R > 1.4m} / N_{offtime}^{\Delta R > 1.4m} = 0.93 \pm 0.05$  en el canal de gadolinio. Para realizar la comparación en el canal de hidrógeno, se calculan de nuevo los factores de corrección omitiendo el corte de la variable ANN y el corte espacial. Los resultados se muestran en la [tabla 4.6](#).

FACTOR	GADOLINIO	HIDRÓGENO
Longitud finita	1.00055	1.00036
Veto del muon	$1.0427230 \pm 0.0000011$	$1.049 \pm 0.003$
Multiplicidad	$1.0103060 \pm 0.0000005$	$1.0210497 \pm 0.0000010$
Correlación de cosmogénicos	$0.875 \pm 0.032$	-
Global	$0.922 \pm 0.034$	$1.071 \pm 0.003$

Tabla 4.5: Valores de los factores de corrección individuales y del factor de corrección global.

FACTOR	Con cortes en ANN y $\Delta R$	Sin cortes en ANN, ni $\Delta R$
Longitud finita		1.00036
Veto del muon	$1.049 \pm 0.003$	$1.039246 \pm 0.000002$
Multiplicidad	$1.0210497 \pm 0.0000010$	$1.0209108 \pm 0.0000010$
Total	$1.071 \pm 0.003$	$1.061359 \pm 0.000002$

Tabla 4.6: Valores de los factores de corrección individuales y del factor de corrección global en el canal de hidrógeno con y sin aplicar los cortes en las variables ANN y  $\Delta R$ .

Al eliminar el corte ANN, los factores de corrección del veto del muón y multiplicidad cambian debido a que en este caso  $f(\Delta T)$  es una recta plana como en el caso del canal de gadolinio. Tras este cambio se observa un buen acuerdo entre el cociente *ontime-offtime* para  $\Delta R > 1.4$  m,  $N_{ontime}^{\Delta R > 1.4m} / N_{offtime}^{\Delta R > 1.4m} = 1.059 \pm 0.003$ , y el factor de corrección calculado.

#### 4.3.6. Resultados finales

Falta aplicar una última corrección al canal de hidrógeno, la debida a la forma del pulso. Por razones técnicas, en la muestra *offtime*, este corte se aplicó a posteriori y solo sobre una parte de los datos. La eficiencia, que es obtenida de los mismos, fue  $0.99631 \pm 0.00002$ .

Con los factores de corrección determinados podemos obtener los valores finales de las frecuencias de accidentales en la muestra *ontime* para ambos canales. El error sistemático proviene de la incertidumbre en los factores de corrección mientras que el error estadístico procede del número de accidentales seleccionados en la muestra *offtime*. Las ecuaciones 4.23 y 4.24 muestran el resultado final.

$$(4.23) \quad R_{acc}^{Gd} = 0.0701 \pm 0.0003(stat) \pm 0.0026(syst) \text{ días}^{-1}$$

$$(4.24) \quad R_{acc}^H = 4.401 \pm 0.007(stat) \pm 0.012(syst) \text{ días}^{-1}$$

Se observa que en el canal de gadolinio, el error está dominado por su componente sistemática, mientras que en el canal de hidrógeno las incertidumbres son comparables. También hay que comentar que el valor central del fondo accidental del



canal de hidrógeno difiere del mostrado en la publicación[92] ( $4.334 \text{ días}^{-1}$ ) porque el modo de calcular el factor de corrección de multiplicidad se modificó ligeramente. Sin embargo, este cambio no tiene ningún impacto en la medida de  $\theta_{13}$ .

#### 4.4. Método de intercambio

Como comprobación de los resultados se va a utilizar el llamado método de intercambio que consiste en la aplicación del método desplazado intercambiando las posiciones temporales de las señales, es decir, a la que temporalmente es la primera señal se le aplicarán los cortes que antes se aplicaban a la retardada y a la segunda los de la señal rápida<sup>5</sup>. Como la probabilidad de encontrar una coincidencia aleatoria entre señales es independiente de que señal ocurra primero, la muestra obtenida también debería ser una muestra pura de sucesos accidentales e idéntica a la muestra *offtime*.

En la [tabla 4.7](#) se muestran las frecuencias (sin factores de corrección) obtenidas por el método del tiempo desplazado y el método de intercambio. En el canal de hidrógeno son compatibles en  $1.4\sigma$ . La discrepancia es mayor de  $3\sigma$  en el caso del canal de gadolinio. El exceso en la muestra obtenida mediante el método de intercambio es de  $0.0010 \pm 0.0003$  sucesos por día. Esta contribución extra puede ser debida a un fondo correlacionado con un tiempo característico del orden del segundo que aparezca en el método de intercambio y no en el del tiempo desplazado. No hay muchas contribuciones que pueden cumplir estos requisitos, la más plausible es una correlación entre isótopos cosmogénicos en la que el segundo isótopo tenga un tiempo de vida de un segundo o superior.

CANAL	FRECUENCIA ( $\text{día}^{-1}$ )	
	TIEMPO DESPLAZADO	INTERCAMBIO
Gadolinio	$0.0760 \pm 0.0003$	$0.0770 \pm 0.0003$
Hidrógeno	$4.109 \pm 0.007$	$4.099 \pm 0.007$

**Tabla 4.7:** Medida de la frecuencia de accidentales mediante el método del tiempo desplazado y mediante el método de intercambio para ambos canales.

La [figura 4.15](#) muestra los espectros de la señal rápida (señal retardada en el método de intercambio) para los canales de gadolinio y de hidrógeno. Se observa que el exceso en la muestra de intercambio del canal de gadolinio se concentra a alta energía. En el canal de hidrógeno se observa un buen acuerdo entre ambas muestras. La [figura 4.16](#) muestra el cociente de estos histogramas, en ella se puede ver que, mientras en el canal de hidrógeno los espectros son idénticos, en el canal de gadolinio hay un pequeño exceso a baja energía y un claro *bump* en torno a 7 MeV que muestra una anchura típica de una desintegración  $\beta$ .

<sup>5</sup>Salvo aislamiento y ventana de coincidencia

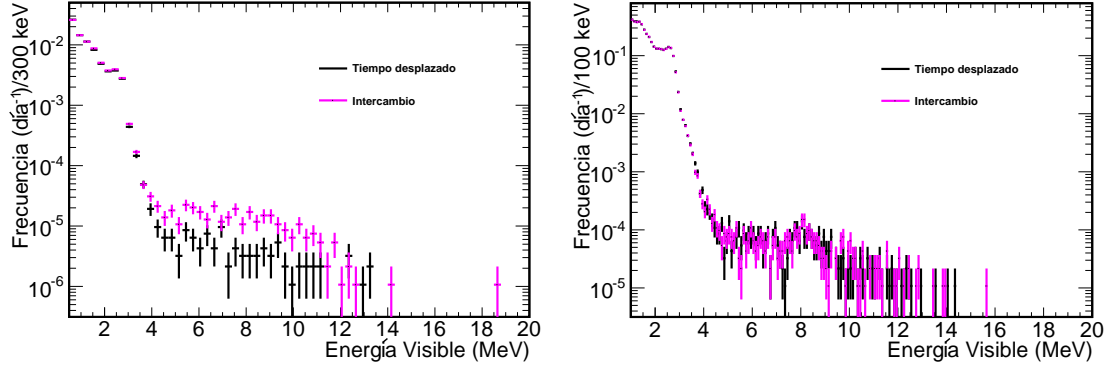


Figura 4.15: A la izquierda, los espectros de la seña rápida del método del tiempo desplazado (negro) y el método de intercambio (rojo) para el canal de gadolinio. A la derecha los espectros de la seña rápida del método del tiempo desplazado (negro) y el método de intercambio (rojo) para el canal de hidrógeno.

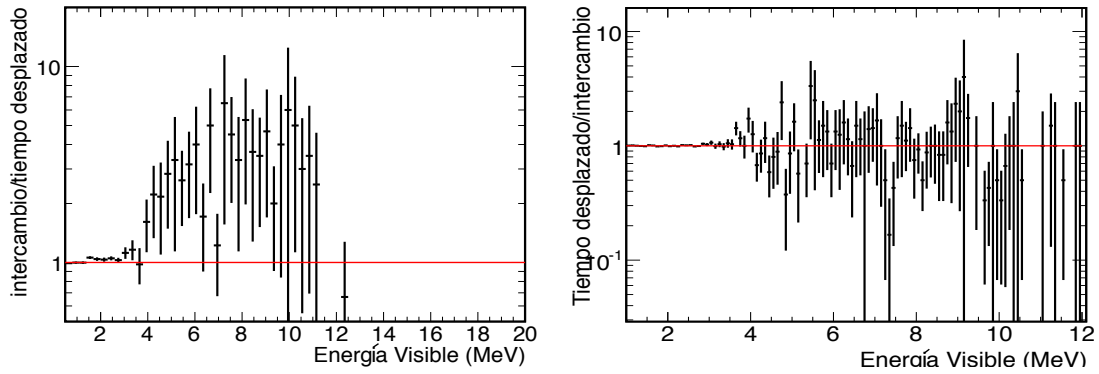


Figura 4.16: A la izquierda, el cociente entre los espectro de la seña rápida del método de intercambio y el método del tiempo desplazado en el canal de gadolinio. A la derecha, el cociente inverso para el canal de hidrógeno. La predicción en el caso de que los métodos fuesen equivalente se muestra como una línea roja.

La figura 4.17 muestra los espectros de la seña retardada (seña rápida en el método de intercambio) para el canal de gadolinio y el canal de hidrógeno. En ambos canales los espectros de los dos métodos muestran formas similares. En la figura 4.18, que compara ambos espectros, no se observan estructuras.

### Conclusiones sobre el canal de hidrógeno y el canal de gadolinio

A partir de estos resultados, se puede concluir que el método de intercambio corrobora los resultados obtenidos por el método del tiempo desplazado para el canal de hidrógeno porque, a pesar de que existe una pequeña tensión de  $1.4\sigma$  en la frecuencia, no aparece ninguna otra indicio que pueda apuntar a que los resultados no son correctos, como sería la aparición de estructuras al comparar los espectros.

El caso del canal de gadolinio es diferente. No aparece ningún indicio de que los resultados del método del tiempo desplazados sean erróneos, pero sí se observan discrepancias entre los métodos achacables a una contribución correlacionada

presente en el método de intercambio, cuyo tiempo de correlación es del orden del segundo. Dicho exceso se corresponde con un espectro similar al de una partícula  $\beta$  en la segunda de las señales, mientras que no se observan estructuras claras en el espectro de la primera señal.

Estas características se corresponden con una contribución correlacionada de desintegraciones  $\beta$  de isótopos cosmogénicos del tipo  $\beta(^{12}\text{B})$ - $\beta(^8\text{Li})$  ó  $\beta(^{12}\text{B})$ - $\beta(^8\text{B})$ . Estos sucesos cumplen todos los requisitos para estar presentes en el método de intercambio porque tienen una primera señal de alta energía y una segunda señal correlacionada con la primera y con un tiempo de vida del orden del segundo. Dichas señales no están presentes en el método del tiempo desplazado porque las desintegraciones  $\beta$  del  $^{12}\text{B}$  son rechazadas por el corte de correlación con los isótopos cosmogénicos. Dicho corte utiliza la cantidad de neutrones que se recogen tras un muón y el tiempo entre dicho muón y el isótopo cosmogénico para identificar éste último. El corte es eficaz hasta varias centenas de milisegundos, rechazando prácticamente todo el  $^{12}\text{B}$ , pero las vidas medias del  $^8\text{Li}$  y el  $^8\text{B}$  son demasiado largas para ser rechazadas por este corte de correlación con un muón previo.

Tras estas consideraciones se puede concluir que en canal de gadolinio el método de intercambio también muestra unos resultados compatibles con el método del tiempo desplazado salvo por una contribución correlacionada presente en el método de intercambio. Por lo tanto, se considera que el método de intercambio corrobora los resultados obtenidos.

## 4.5. Correlación de los errores en el análisis

Las medidas de  $\theta_{13}$  de los canales de gadolinio e hidrógeno se han combinado para obtener una medida más precisa, como se mostrará en el [capítulo 7](#). Para combinar ambas medidas es necesario conocer las correlaciones entre los distintos errores, por lo que a continuación se discute la correlación entre los errores del fondo accidental para los canales de gadolinio e hidrógeno. Como se ha explicado en la [sección 4.3.5](#), los errores asociados a cada factor de corrección son independientes entre sí, por lo que solo hay que estudiar la correlación de cada uno de estos errores para los dos canales.

**Correlación del error estadístico:** El rango de energía de la señal retardada hace que las muestras de los dos canales sean independientes entre sí. Como consecuencia, la correlación entre ellas es 0.

**Correlación del error sistemático:** El error debido al factor de corrección de aislamiento está 100 % correlacionado entre ambos canales porque se utiliza el mismo método de cálculo y la mayor contribución en ambos canales es debida a la incertidumbre de la misma variable ( $\Delta R_s^{eff}$ ). La incertidumbre asociada al factor de corrección del veto del muón no está correlacionada porque la mayor contribución

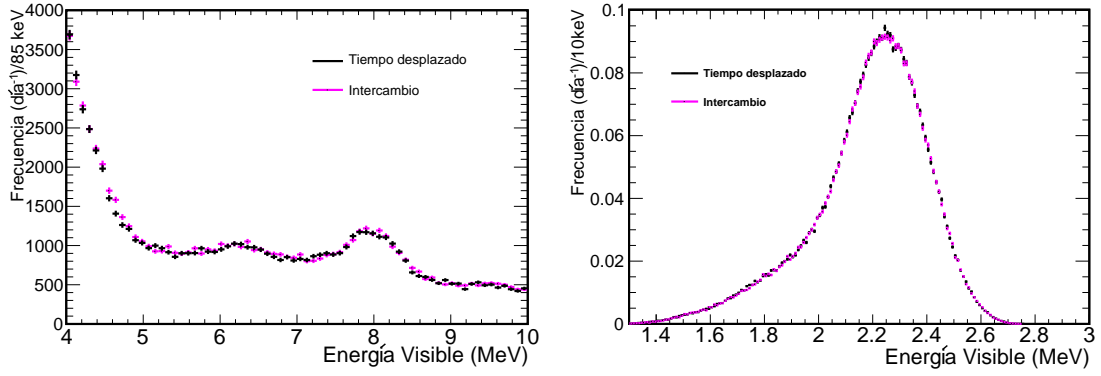


Figura 4.17: A la izquierda, los espectros de la seña retardada del método del tiempo desplazado (negro) y el método de intercambio (rosa) para el canal de gadolinio. A la derecha los espectros de la seña rápida del método del tiempo desplazado (negro) y el método de intercambio (rosa) para el canal de hidrógeno.

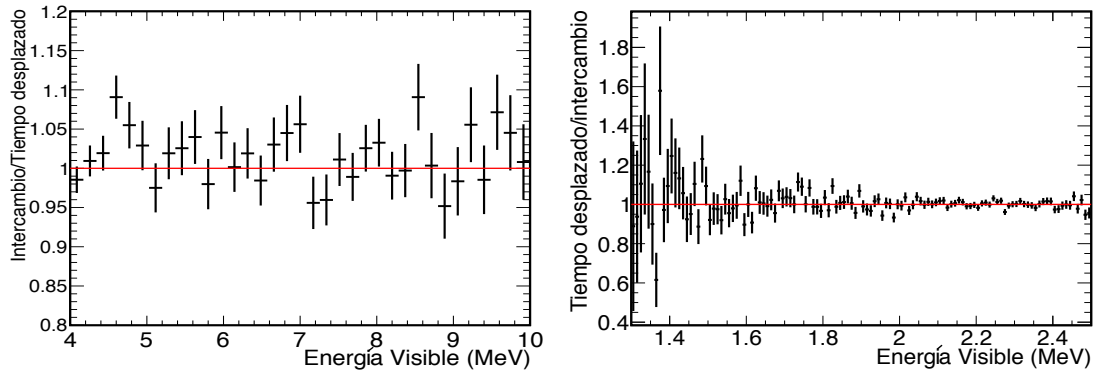


Figura 4.18: A la izquierda, el cociente entre los espectro de la seña retardada del método de intercambio y el método del tiempo desplazado en el canal de gadolinio. A la derecha, el cociente inverso para el canal de hidrógeno. La predicción en el caso de que los métodos fuesen equivalente se muestra como una línea roja.

en el canal de gadolinio está dominado por la propagación del error de  $R_\mu$ , mientras que en el canal de hidrógeno el error viene determinado por las incertidumbres en los coeficientes de la distribución  $f(\Delta T)$ , siendo la contribución de  $\Delta R_\mu$  a esta incertidumbre menor al  $10^{-4} \%$ . Por último, el error debido a la corrección del corte de correlación de los isótopos cosmogénicos es 0 porque dicha corrección solo se aplica al canal de gadolinio. La [tabla 4.8](#) muestra el valor de los errores asociados a cada factor de corrección para cada canal y su correlación. También se muestra el error total y la fracción correlacionada de este para cada canal. Con estos números se obtiene un factor de correlación despreciable,  $\sim 10^{-8}$ .

CONTRIBUCIÓN	Error ( $R_{acc}$ )		CORRELACION (%)
	n-Gd	n-H	
Veto del muón	$8 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$	0
Corte de multiplicidad	$5 \cdot 10^{-7}$	$10^{-6}$	100
Correlación con el muon	$3.2 \cdot 10^{-2}$	-	0
Total correlacionado	$5 \cdot 10^{-7}$	$10^{-6}$	-
Total	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	-

*Tabla 4.8:* Valor del error de cada contribución al factor de corrección del fondo accidental, el valor de la componente correlacionada del error y el error total de cada canal.

## Capítulo 5

# COMPOSICIÓN DE LA CONTAMINACIÓN ACCIDENTAL

*“Vive como si fueras a morir mañana,  
aprende como si fueras a vivir para siempre.”*  
Mahatma Ghandhi

La frecuencia y el espectro del fondo accidental pueden ser calculados sin necesidad de conocer los procesos que lo originan, como hemos visto en el capítulo anterior. Sin embargo, la composición de la muestra accidental proporciona una información valiosa sobre los procesos físicos que tienen lugar en el detector: permite hacer nuevos análisis sobre los mecanismos de producción de los fondos, mejorar nuestro conocimiento del detector y optimizar el diseño de futuros experimentos. Adicionalmente, en el caso de la composición del espectro de alta energía, su conocimiento puede ser útil en el estudio de otros modos de interacción del antineutrino como la dispersión electrón-antineutrino. En este capítulo se muestra el análisis de la composición del fondo accidental a través del estudio de su espectro. La [sección 5.1](#) describe, de forma cualitativa, el espectro de las señales no correlacionadas recogidas por el detector para diferentes rangos de energía. La [sección 5.2](#) muestra cómo varía la composición del fondo de una región a otra del detector. Por último, en la [sección 5.3](#) se calculan las contribuciones relativas de los diferentes procesos al espectro de alta energía.

### 5.1. Espectro de las señales de fondo

Para poder estudiar la composición del fondo accidental no se utiliza la muestra *offtime* por su relativamente baja estadística, especialmente a alta energía. En su lugar se utiliza la muestra de *triggers* válidos en la que la mayor parte de las señales son señales no correlacionadas<sup>1</sup> (> 99%), las cuales dan lugar al fondo

---

<sup>1</sup>En este capítulo, se entiende por señales no correlacionadas a aquellas que no están correlacionadas con ninguna otra señal en un intervalo de tiempo similar a la ventana del corte de

accidental. Para descartar la pequeña contaminación de sucesos correlacionados se aplican los vetos diseñados para quitar el fondo correlacionado con muones y el corte de multiplicidad más restrictivo del canal del hidrógeno.

El espectro de esta muestra no correlacionada se muestra en la [figura 5.1](#), donde se observa cómo la frecuencia de señales de baja energía ( $< 3$  MeV) es unos tres órdenes de magnitud mayor que la de alta energía ( $> 4.5$  MeV), confirmando el comportamiento esperado durante el diseño. La forma del espectro permite identificar cuatro rangos de energía:

- La **región de baja energía**,  $E < 3$  MeV, está dominada por la radioactividad natural presente en los elementos del detector y fuera de él.
- La **región de energías intermedias**,  $3 \text{ MeV} < E < 4.5 \text{ MeV}$ , donde se produce un descenso brusco del impacto de las desintegraciones radioactivas, produciéndose un aumento paulatino de la contribución de las desintegraciones  $\beta$  de los isótopos cosmogénicos que se producen en el propio centellador.
- La **región de altas energías**,  $4.5 \text{ MeV} < E < 14.5 \text{ MeV}$ , donde la contribución de la radioactividad natural prácticamente desaparece, siendo las desintegraciones de los isótopos cosmogénicos y las capturas de neutrones las contribuciones dominantes en esta región.
- La **región de muy alta energía**,  $E > 14.5 \text{ MeV}$ , donde quedan exclusivamente la contribución de los muones (y electrones de Michel) y el retroceso de protones producido por los neutrones rápidos.

El origen de las señales en cada región de energía es general para todo el detector, pero cada una de ellas tiene un peso relativo diferente según el lugar del detector donde se producen, por lo tanto, la distribución espacial de las señales también da información sobre el tipo de proceso que la genera.

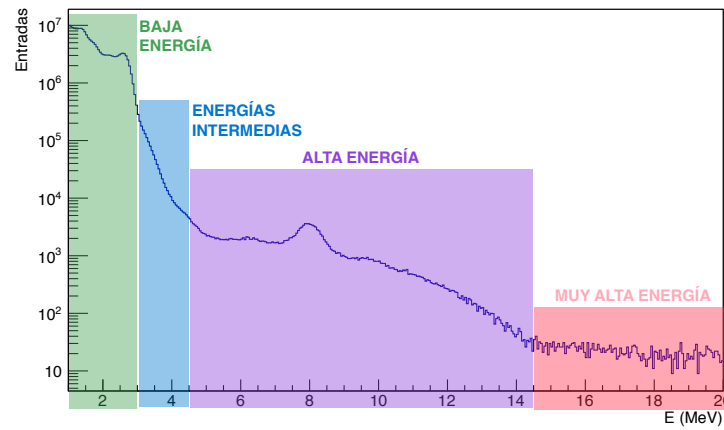
## 5.2. Origen de las señales observadas en las diferentes regiones del detector

Para poder distinguir la variación del espectro de unas regiones a otras se toman como referencia las contribuciones de fondo más relevantes de las descritas en la [sección 2.3.3](#):

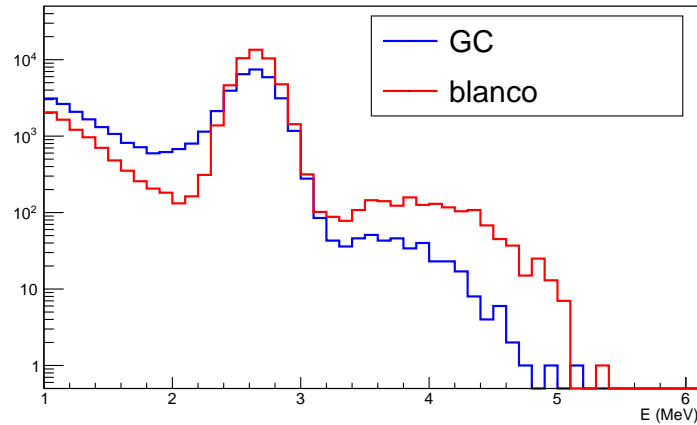
- $^{40}\text{K}$ : En el caso de que los  $\gamma$  producidos en la desintegración depositen toda su energía en el centellador, se espera una línea de emisión a 1.4 MeV.

---

multiplicidad. La correlación a  $\Delta T > 800 \mu$  en el canal de gadolinio ó a  $> 1.7$  ms en el canal de hidrógeno todavía puede existir, por ejemplo, en sucesos  $^{12}\text{B}$ - $^{12}\text{B}$ , sin que la señal se considere correlacionada.



*Figura 5.1:* Espectro de la muestra no correlacionada. Las diferentes regiones en las que se divide el espectro se indican mediante zona sombreadas de diferentes colores.



*Figura 5.2:* Espectro de la simulación de MC de contaminación de  $^{208}\text{Tl}$  en los líquidos centelladores. En rojo se muestra el espectro de las señales que se han producido en el volumen del blanco ( $r^2 < 1 \text{ m}^2$  y  $-1 \text{ m} < z < 1 \text{ m}$ ), mientras que en azul se observa el de las señales producidas en el GC ( $1.7 \text{ m}^2 < r^2 < 2.7 \text{ m}^2$  y  $-1.6 \text{ m} < z < 1.6 \text{ m}$ ).

- $^{208}\text{Tl}$ : Es la desintegración más visible de la cadena de desintegración del torio. El  $^{208}\text{Tl}$  se desintegra a  $^{208}\text{Pb}$  mediante una desintegración  $\beta$  cuyo valor  $Q$  es 4.9 MeV. La señal más significativa de esta desintegración es la emisión  $\gamma$  de 2.6 MeV que aparece en todos las ramas de desintegración y cuyo pico se observa con claridad en los espectros. En los pocos casos en los que la partícula  $\beta$  es observada simultáneamente con la emisión  $\gamma$ , la energía recogida en el detector puede alcanzar los 4.9 MeV. La [figura 5.2](#) muestra el espectro producido por la simulación MC de la desintegración del  $^{208}\text{Tl}$  en el líquido centellador del detector, observándose cómo la contribución de las señales en las que la partícula  $\beta$  y la emisión  $\gamma$  han sido observadas simultáneamente es entre 2 y 3 órdenes de magnitud menor que aquellas en las que se observa



exclusivamente la emisión  $\gamma$ .

- $^{214}\text{Bi}$ : Es la desintegración  $\beta$  más visible de la cadena de desintegración del  $^{238}\text{U}$ . La energía emitida por esta desintegración es de 3.7 MeV. Las ramas de desintegración de este isótopo producen  $\gamma$  con una energía entre 0.6 MeV y 2.5 MeV, generando un incremento de señales en dicha región.
- Isótopo Cosmogénico  $^{12}\text{B}$ : Se desintegra mediante una emisión  $\beta$ , por lo que se espera un espectro continuo, que en este caso abarca desde los  $\sim 3$  MeV hasta los  $\sim 13.5$  MeV y cuyo máximo se encuentra entre los 6 MeV y los 8 MeV.
- Captura de neutrones: las capturas de neutrones en hidrógeno generan un  $\gamma$  de 2.2 MeV, mientras que las capturas en gadolinio generan varios  $\gamma$  cuya energía total es unos 8 MeV en la mayoría de las ocasiones y unos 6 MeV en las restantes (sección 2.3.1). Además, también es posible que se observen capturas de neutrones en otros materiales como el  $^{12}\text{C}$  (4.95 MeV) o los metales presentes en el acero ( $^{56}\text{Fe}$ : 7.65 MeV,  $^{58}\text{Fe}$ : 6.58 MeV,  $^{58}\text{Ni}$ : 9.00 MeV,  $^{53}\text{Cr}$ : 8.88 MeV).
- Neutrones rápidos y *stopping muons*: La forma del espectro correspondiente a los neutrones rápidos y *stopping muons*, se obtiene de forma conjunta de los datos recogidos por Double Chooz. Como se verá en el capítulo siguiente, este espectro es plano en el caso del blanco y tiene una forma exponencial en el caso del GC. A alta energía, dicha exponencial se ha aproximado por un recta.

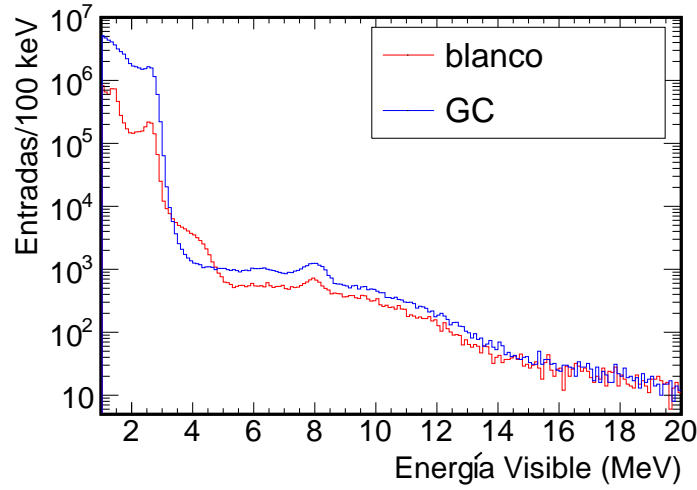
La cantidad de cada uno de estos procesos depende del lugar donde se produce. Para estudiar esta dependencia se separan las regiones del blanco y del GC. Debido a la incertidumbre en la reconstrucción del vértice, se deja un margen entre la región utilizada para determinar el espectro del blanco y del GC.

### 5.2.1. Blanco

El espectro de las partículas detectadas en el blanco se puede observar en la figura 5.3. El espectro corresponde a las señales cuyo vértice ha sido reconstruido en una región reducida del blanco,  $r^2 < 1 \text{ m}^2$  y  $-1 \text{ m} < z < 1 \text{ m}$ , para evitar señales producidas en el GC, pero que hayan sido reconstruidas en el blanco. En la figura se observan picos debidos al  $^{40}\text{K}$  y  $^{208}\text{Tl}$ , a 1.4 MeV y a 2.6 MeV respectivamente, y una pequeña acumulación de señales entre 3 MeV y 5 MeV debida principalmente a las desintegraciones  $\beta$  del  $^{208}\text{Tl}$ , cuya contaminación en el blanco es mayor que en el GC por el complejo utilizado para dopar el líquido con gadolinio. También se observa el espectro  $\beta$  del  $^{12}\text{B}$  entre 4 MeV y 13 MeV y el pico de las capturas de neutrones en Gd a 8 MeV.

### 5.2.2. $\gamma$ -catcher (GC)

El espectro medido en el GC también se puede observar en la figura 5.3. En este caso también tomamos una región menor para evitar señales provenientes de



**Figura 5.3:** Espectro de las señales no correlacionadas que pasan el corte de multiplicidad. El espectro rojo corresponde al blanco ( $r^2 < 1 \text{ m}^2$  y  $-1 \text{ m} < z < 1 \text{ m}$ ) y el azul al GC ( $1.7 \text{ m}^2 < r^2 < 2.7 \text{ m}^2$  y  $-1.6 \text{ m} < z < 1.6 \text{ m}$ ).

interacciones en el blanco, en la chimenea y una región del GC donde las señales debidas a la radioimpureza del sensor de presión apantallan otros procesos. La región escogida es  $1.7 \text{ m}^2 < r^2 < 2.7 \text{ m}^2$  y  $-1.7 \text{ m} < z < 1.7 \text{ m}$ . El espectro muestra un pico a 2.6 MeV debido al  $^{208}\text{Tl}$ , pero con una intensidad menor que con la que aparecía en el blanco. El pico del  $^{40}\text{K}$  incluso ha desaparecido. Esto es debido al espectro continuo o espectro Compton<sup>2</sup> de las desintegraciones radioactivas producidas fuera del detector, ya que la mayor parte de ellas se recoge en el GC al ser el volumen activo más exterior. A alta energía se observa la desintegración  $\beta$  del  $^{12}\text{B}$ . También se observa un pico a 8 MeV y una pequeña acumulación a 6 MeV generados por señales que se encuentran aisladas y no correlacionadas con muones previos observados por el detector, pero en parte correlacionadas con el IV, como se muestra en la imagen superior de la [figura 5.4](#). La existencia del pequeño pico a 6 MeV hace que la hipótesis más razonable sea que se trate de capturas de neutrones en  $^{58}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$ [\[108\]](#). Para comprobarlo se simulaban capturas de neutrones en el recipiente de acero del *buffer*, obteniéndose una señal compatible con lo observado en los datos. Dicha simulación aparece en la imagen inferior de la [figura 5.4](#).

### 5.2.3. Parte superior e inferior del eje del detector

Tanto la parte superior del eje (chimenea) como la inferior (donde se recogen las señales generadas por el sensor de presión) son regiones del GC con una mayor contaminación. En el caso de la chimenea es debido a que no hay blindaje de acero sobre esta región. La composición relativa del fondo es claramente diferente en estas zonas, especialmente a baja energía. Esto se observa en la [figura 5.5](#) donde aparecen

<sup>2</sup>Espectro debido a señales que pierden parte de su energía de forma no radiativa mediante interacciones Compton, siendo detectadas con una energía menor a la energía con la que ha sido emitidas.

los espectros correspondientes a la chimenea, al blanco, al GC y a la región del GC cerca del sensor de presión, todas ellas normalizadas a volúmenes del mismo tamaño. En estos espectros se observa que las señales cuyo vértice es reconstruido en la chimenea o en la zona inferior del GC (sensor de presión) apantallan cualquier otro proceso con señal a baja energía. Para que este efecto no perjudique los ajustes en la región de energías entre 4 y 5 MeV, estas regiones han sido omitidas en el análisis.

#### 5.2.4. *Light-noise* remanente

Esta contaminación se caracteriza por proporcionar unos valores de carga totalmente arbitrarios distribuidos en todo el intervalo de energía bajo estudio. Además, para estos sucesos, la reconstrucción del punto de interacción suele situar los vértices cerca del eje del detector o en zonas muy concretas del mismo (lo que llamamos *hot-spots*). Por tanto, la zona del blanco entorno al eje tampoco será utilizada en el análisis. Además se han observado zonas en la parte inferior del detector donde la distribución de vértices no es homogénea y que puede ser atribuible a LN. Como es imposible modelizar el espectro producido por el LN, se ha decidido eliminar la parte inferior del detector en el análisis.

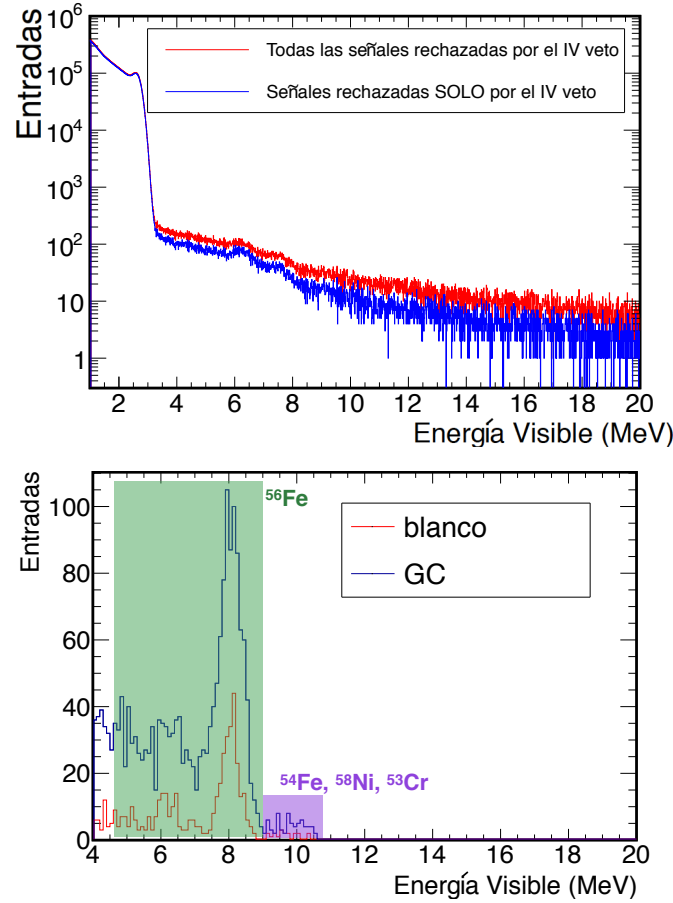
Teniendo en cuenta todo lo anterior, para estudiar qué procesos físicos relevantes tienen lugar en el detector solo se consideran las señales que se han reconstruido en las regiones que se muestran en la [tabla 5.1](#).

LÍMITES	BLANCO	GC
Altura: Límite superior (m)	1	1.6
Altura: Límite inferior (m)	0	0
Radio: Límite superior (m)	1	1.64
Radio: Límite inferior (m)	0.32	1.31

*Tabla 5.1:* Límites de las zonas utilizadas para el cálculo de la composición a alta energía.

### 5.3. Espectro de la señal retardada del canal de gadolinio (alta energía) del fondo accidental

La composición de las señales a alta energía es incierta. La mayor parte de los procesos físicos que dejan una señal en el intervalo de energía entre 4 y 10 MeV tienen su origen en muones cosmogénicos. La radiactividad natural tiene una contribución pequeña en este intervalo de energía, solo el *end-point* de la desintegración  $\beta$  del  $^{208}\text{Tl}$  será visible. El fondo cosmogénico depende mucho de la localización del detector, de su profundidad y de las montañas que puedan apantallar la llegada de muones, así como del diseño del detector: blindajes activos y pasivos. Tras analizar el espectro



**Figura 5.4:** En la parte superior, el espectro de las señales preseleccionadas que son rechazadas las coincidencias con señales en el IV (rojo) y el subconjunto de estas que pasarían el resto de vetos (azul). En la parte inferior, la región de alta energía del espectro de la simulación de MC de capturas de neutrones en el recipiente del *buffer*.

de alta energía medido en Double Chooz, las mayores contribuciones a la muestra de señales no correlacionadas<sup>3</sup> son las desintegraciones  $\beta$  de isótopos cosmogénicos, los productos de las reacciones de captura de neutrones por distintos núcleos (Gd y Fe principalmente), interacciones de neutrones rápidos con protones y *stopping muons* (en las tablas se identifica la contribución de señales de neutrones rápidos y *stopping muons* mediante las siglas FN-SM). Para obtener la contribución relativa de cada uno de estos procesos se realiza un ajuste de la suma de los espectros esperados para cada uno de ellos al espectro obtenido de los datos. Para realizar el ajuste, el espectro se extenderá hasta los 20 MeV porque la región de energía entre 14 MeV y 20 MeV aumenta la sensibilidad de la contribución de neutrones rápidos y *stopping muons*, pero los resultados se obtendrán de la región de energía entre 4 MeV y 10 MeV

<sup>3</sup>Existe una contribución no despreciable de señales correlacionadas que aparecen aisladas porque alguna de las señales ha sido eliminada por el veto del muón.

que es la región permitida para la señal retardada de la selección. En los siguientes apartados se van a describir las características de dicho ajuste y, posteriormente, sus resultados.

### 5.3.1. Muestras de datos utilizadas

El estudio utiliza una muestra de datos, de la que se extraen los resultados, y dos muestras de control que tienen como objetivo validar los resultados del ajuste modificando la cantidad de señales correspondientes a procesos conocidos:

- **Muestra de datos analizada:** Corresponde a la señal retardada del fondo accidental. Sin embargo, en lugar de usarse las señales retardadas de la muestra *offtime*, cuya estadística es muy baja, se construye una muestra equivalente con más estadística a partir de las señales de la preselección que pasan los vetos aplicados a la señal retardada y una condición de aislamiento equivalente al corte de multiplicidad<sup>4</sup>.
- **Muestra de control empobrecida en fondo correlacionado:** Partiendo de la muestra anterior se aplica una condición de aislamiento más fuerte, utilizando los intervalos de tiempo del canal de hidrógeno, y se aplican también los cortes requeridos a la señal rápida (vease correlación de isótopos cosmogénicos con muones, coincidencia con las señales del IV, ...). La fracción de procesos correlacionados como neutrones rápidos y *stopping muons* deben disminuir en esta muestra.
- **Muestra de control enriquecida en antineutrinos:** Se aplican los mismos cortes que para generar la otra muestra de control pero sin aislamiento. De esta manera, el fondo correlacionado estará suprimido por los cortes aplicados pero no la señal de la reacción IBD, que debe ser la única que aumente su contribución significativamente.

### 5.3.2. Predicción del espectro de los procesos físicos esperados

A continuación se explica qué procesos físicos se han considerado para describir el espectro de alta energía y cómo se ha obtenido su predicción.

- **<sup>12</sup>B:** El espectro de la simulación MC del isótopo <sup>12</sup>B, distribuido homogéneamente en el blanco y el GC, se muestra en la [figura 5.6](#). El <sup>12</sup>B no es la única contribución de isótopos cosmogénicos de alta energía, pero es mucho más abundante que el resto. Esta abundancia junto a la similitud de su espectro con el resto de contribuciones hace que se puedan considerar incluidas en la fracción del <sup>12</sup>B sin cometer un error significativo.

---

<sup>4</sup>Se trata del mismo corte que se aplica a la señal rápida *offtime*, es decir, que no haya señales en un tiempo  $t_p$  antes del *trigger* en cuestión ni un tiempo  $t_n$  después.

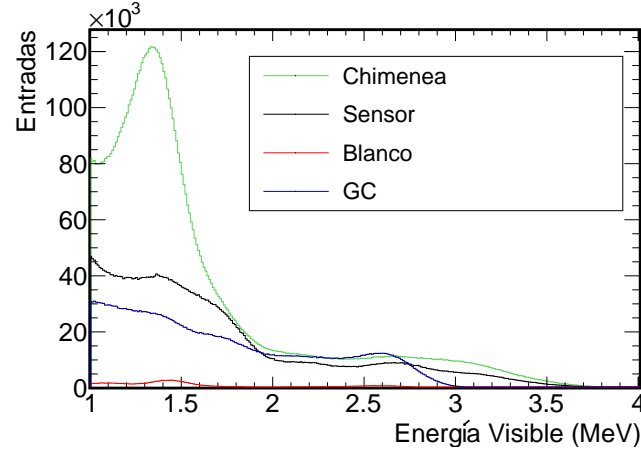


Figura 5.5: Espectros obtenidos en regiones de un mismo tamaño para el blanco ( $r^2 < 300000$  y  $-200 < z < 200$ ), el GC ( $2000000 < r^2 < 2300000$  y  $-200 < z < 200$ ), la chimenea ( $r^2 < 300000$  y  $1500 < z < 1900$ ) y la región del GC cercana al sensor de presión ( $r^2 < 300000$  y  $-1900 < z < -1500$ ).

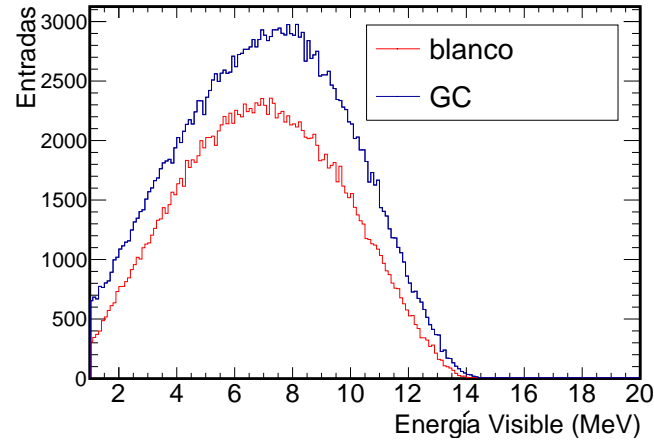


Figura 5.6: Espectros de las señales de la simulación MC de las desintegraciones  $\beta$  del isótopo cosmogénico  $^{12}\text{B}$  en las zonas mostradas en la sección 5.2 para el blanco (rojo) y el GC (azul).

- **Captura de neutrones en gadolinio:** El espectro de las captura de neutrones en gadolinio se muestra en la figura 5.7. Este espectro ha sido construido a partir de la simulación MC de los antineutrinos. Nótese que, a diferencia de la selección mostrada en la sección 3.6, no se ha aplicado ninguna correlación espacial o temporal con el positrón.
- **$^{208}\text{Tl}$ :** La única contribución de la radioactividad natural con más de 4 MeV es la cola de alta energía del  $^{208}\text{Tl}$ , que solo se manifiesta en el caso de que la desintegración se haya producido en el volumen centellador. Por lo tanto, en la simulación MC solo se ha generado  $^{208}\text{Tl}$  en el centellador o en los recipientes acrílicos contenidos en el mismo. Estas dos contribuciones son producidas de

forma independiente. El espectro del  $^{208}\text{Tl}$  de los centelladores fue mostrado en la [figura 5.2](#), mientras que el espectro debido a las desintegraciones en los recipientes acrílicos se muestra en la [figura 5.8](#). En ambos espectros se observa que la estadística es limitada porque solo el 1 % de las desintegraciones simuladas depositan  $> 4$  MeV en el líquido centellador.

- **Captura de neutrones en acero (recipiente del *buffer* y blindaje):** Para obtener la distribución energética de los productos de la reacción de captura de neutrones en núcleos de hierro de los elementos de acero del detector, se han generado neutrones térmicos en el ecuador del recipiente del *buffer*. La fracción de estos sucesos que llega al detector dando lugar a una señal de más de 4 MeV es alrededor del 0.01 %. La [figura 5.4](#) muestra la distribución de energía de estos sucesos después de haber generado 40 millones de sucesos. La elección del ecuador del recipiente del *buffer* se hace para optimizar el número de señales que llegan a los volúmenes activos.
- **Positrones producidos en la reacción IBD:** El espectro de esta señal se extiende hasta aproximadamente 8 MeV. Estos sucesos están fuertemente suprimidos por el corte de aislamiento. La predicción de su espectro se obtiene de la simulación MC de los antineutrinos, seleccionando los positrones sin aplicar ninguna correlación espacial o temporal con la captura del neutrón.
- **Espectro de neutrones rápidos y *stopping muons*:** En este caso no se cuenta con una simulación MC, sino que el espectro de neutrones rápidos y *stopping muons* se ha obtenido de forma conjunta de los datos como se mostrará en el [capítulo 6](#). Resultando una forma compatible con una recta plana en el blanco y una exponencial en el GC. Sin embargo, se ha observado que la forma de este espectro depende de los cortes aplicados[109], por tanto, en este caso, en que no se aplican cortes espaciales ni temporales, se va a considerar un espectro lineal, es decir, una recta con pendiente distinta de cero. En el GC, como la zona de alta energía de la exponencial podía aproximarse por una recta, también se ha decidido utilizar una forma lineal.

### 5.3.3. Ajuste mediante una función de máxima verosimilitud

A continuación se va a mostrar la medida de la fracción con que cada uno de los procesos mostrados en la subsección anterior contribuye al espectro total obtenido en los datos. El objetivo no es tanto obtener una medida precisa de dichas fracciones como obtener las contribuciones mayoritarias al fondo accidental y comprobar que no hay procesos adicionales que no se han tenido en cuenta. Para ello, se ajustan todos estos espectros a la distribución de la muestra de datos utilizando la función likelihood (o de máxima verosimilitud) mostrada en la [ecuación 5.1](#). Esta función compara el número de sucesos en cada intervalo o *bin*  $i$  de la distribución,  $N_{0i}$ , con la suma ponderada de los sucesos esperados de cada proceso. Los pesos de

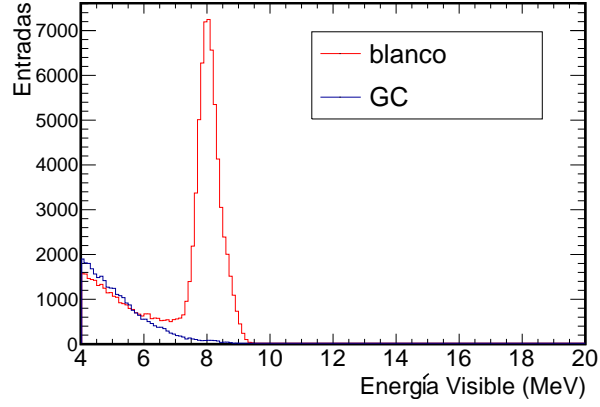


Figura 5.7: Espectro de las capturas de neutrones en la simulación MC de los antineutrinos en las zonas mostradas en la sección 5.2 para el blanco (rojo) y el GC (azul).

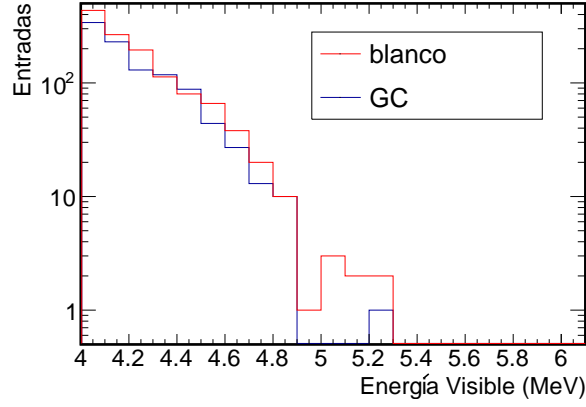


Figura 5.8: Espectro de la simulación MC de las desintegraciones de  $^{208}\text{Tl}$  en el recipiente acrílico del blanco en las zonas mostradas en la sección 5.2 para el blanco (rojo) y el GC (azul).

cada contribución  $j$ ,  $\alpha_j$ , son los parámetros libres del ajuste, mientras que  $N_{ji}$ , es el número de sucesos del proceso  $j$  en el bin  $i$  una vez que el espectro correspondiente ha sido normalizado a la unidad.

$$(5.1) \quad \mathcal{L} \propto \prod_{i=1}^b P(N_{0i} | \sum_{j=1}^M (\alpha_j * N_{ji}))$$

El mejor ajuste corresponde al conjunto de valores  $\alpha_j$  para el cual la función  $-2 \ln(\mathcal{L}(\alpha_j))$  toma su valor mínimo. El número de *bins* se define de tal forma que el ajuste tenga el mayor número de grados de libertad posibles siempre que el error estadístico de los datos en los intervalos alrededor del pico de 8 MeV (la zona más



sensible del ajuste) sea menor del 1 %, quedando definido el tamaño del intervalo como 100 keV (las variaciones de los resultados al variar la longitud de los intervalos se han incluido como un error sistemático).

#### 5.3.4. Limitaciones del estudio

Ciertas limitaciones en la simulación de las muestras MC afectan a la calidad de los resultados del ajuste:

- **Estadística:** La estadística de la muestra de  $^{208}\text{Tl}$  y especialmente de la muestra de capturas en el acero limita la predicción, aumentando el error de la medida.
- **Geometría de la generación de las capturas en los recipientes de acero:** La muestra del MC de capturas en los recipientes de acero se realizó generando capturas exclusivamente en el ecuador del recipiente del ID. Esta diferencia con los datos puede variar la forma del espectro, en concreto, la altura relativa de los picos de 8 MeV y 6 MeV y del fondo Compton que pueden producir estas señales.
- **Escala de energía:** En los métodos de medida de  $\theta_{13}$  se deja variar los tres parámetros (sección 7.3) que definen la escala de energía para acomodar las posibles diferencias remanentes entre datos y MC. Sin embargo, esta variación no ha sido implementada en este ajuste. La razón es que las muestras de MC simulan diferentes tipos de partículas (partículas  $\beta$ , neutrones,  $\gamma$ , tec.) y la corrección puede ser diferente para cada una de ellas (sección 2.5.2) lo que complica técnicamente la implementación.

Estos efectos se incluirán en los resultados mediante un error sistemático.

#### 5.3.5. Resultados del ajuste

Los resultados del ajuste del espectro de la señal retardada en el blanco y en el GC se muestran en las figuras 5.10 y 5.11 respectivamente. Las fracciones obtenidas para cada proceso se muestran en las tabla 5.2 y 5.3 para blanco y GC, respectivamente, junto con el número de sucesos producidos al día por unidad de volumen.

Al observar los resultados de las tablas se ve que la frecuencia de señales por unidad de volumen es algo mayor en el GC que en el blanco debido a las contribuciones que vienen del exterior. Además, también se ve cómo las limitaciones comentadas en la sección anterior afectan al valor de  $\chi^2/\text{ndf}$ , cuyos valores se encuentran entre 3 y 4, algo por encima de los valores deseados.

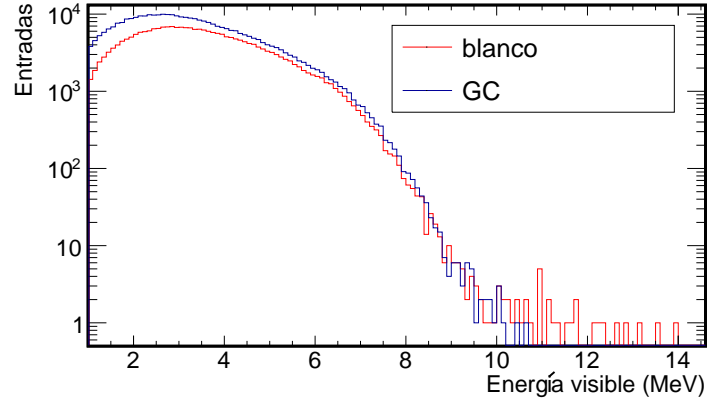


Figura 5.9: Espectro de la simulación MC de los positrones de la reacción IBD en las zonas mostradas en la sección 5.2 para el blanco (rojo) y el GC (azul).

Contribución	Frecuencia ( $\text{día}^{-1}\text{m}^{-3}$ )	Fracción (%)
Datos	$16.74 \pm 0.11$	-
$^{12}\text{B}$	$8.12 \pm 0.16$	$48.5 \pm 0.9$
n-Acero	$0.61 \pm 0.20$	$3.6 \pm 1.2$
n-Gd	$0.80 \pm 0.18$	$4.8 \pm 1.1$
$^{208}\text{Tl}$ (Cent)	$4.55 \pm 0.22$	$27.2 \pm 1.3$
$^{208}\text{Tl}$ (Acr)	$0.97 \pm 0.17$	$5.8 \pm 1.0$
$\bar{\nu}$ ( $\beta^+$ )	$0.84 \pm 0.15$	$5.0 \pm 0.9$
FN-SM	$0.79 \pm 0.18$	$4.7 \pm 1.1$
$\chi^2/\text{dof}$	$471.2/151 = 3.12$	-

Tabla 5.2: Resultados del ajuste para la zona del blanco de la muestra de señales preseleccionadas que cumplen los vetos y el corte de multiplicidad aplicados a la señal retardada del canal de capturas en gadolinio.

Contribución	Frecuencia ( $\text{día}^{-1}\text{m}^{-3}$ )	Fracción (%)
Datos	$18.44 \pm 0.09$	-
$^{12}\text{B}$	$9.25 \pm 0.13$	$50.2 \pm 0.7$
n-Acero	$4.60 \pm 0.15$	$24.9 \pm 0.8$
n-Gd	$0.83 \pm 0.70$	$4.5 \pm 3.8$
$^{208}\text{Tl}$ (Cent)	$0.01^{+0.03}_{-0.01}$	$0.0^{0.2}$
$^{208}\text{Tl}$ (Acr)	$0.00^{+0.03}$	$0.0^{0.2}$
$\bar{\nu}$ ( $\beta^+$ )	$1.86 \pm 0.98$	$10.1 \pm 5.3$
FN-SM	$1.74 \pm 0.94$	$9.4 \pm 5.1$
$\chi^2/\text{dof}$	$592/151 = 3.92$	-

Tabla 5.3: Resultados del ajuste para la zona del GC de la muestra de señales preseleccionadas que cumplen los vetos y el corte de multiplicidad aplicados a la señal retardada del canal de capturas en gadolinio.

En cuanto a la composición, los resultados muestran que aproximadamente la mitad de las señales, en el rango de energías que abarca entre 4 MeV y 10 MeV,

corresponde a  $^{12}\text{B}$ , tanto en el blanco como en el GC. La siguiente contribución más significativa es diferente para blanco y GC, mientras que en el blanco corresponde a las desintegraciones de  $^{208}\text{Tl}$  debida a las radioimpurezas del centellador, en el GC dicha contribución es la correspondiente a las capturas de neutrones en acero. Esta diferencia se debe a que las radioimpurezas del blanco son generadas por el complejo utilizado para dopar con gadolinio, el cual no está presente en el GC, mientras que las capturas en el acero son producidas en el exterior del líquido centellador, por lo que su contribución es menor en el blanco.

Además de las dos contribuciones mayoritarias, los resultados muestran otras contribuciones provenientes de señales correlacionadas y que son significativas en ambos volúmenes, los neutrones rápidos y *stopping muons*, los positrones generados en la reacción IBD y las capturas de neutrones en gadolinio. La primera contribución muestra el comportamiento esperado, los neutrones rápidos y *stopping muons* tienen una mayor frecuencia en el GC, lo que se explica porque son partículas exteriores. Dando por hecho que no todos los neutrones capturados por gadolinio provienen de la reacción IBD, los positrones parecen sobrestimados, ya que los positrones con más de 4 MeV representan aproximadamente un 30 % de la muestra de antineutrinos. En cuanto a las capturas de neutrones en gadolinio, el ajuste proporciona frecuencias similares en blanco y GC cuando debería ser mucho menor en el GC, si bien es cierto que en el GC, el elevado error estadístico hace que el resultados sea compatible con 0 a  $1.2\sigma$ .

La energía de las capturas de neutrones en gadolinio que se observan en el GC corresponden a la dispersión Compton ( $E < 6\text{MeV}$ ). Teniendo en cuenta que el Compton de las capturas de neutrones en el acero del blindaje dejaría una señal similar y que no ha sido incluida en el ajuste<sup>5</sup>, es razonable que esta contribución haya sido ajustada al Compton del gadolinio.

Para comprobar la robustez de los resultados del ajuste se utilizan las muestras de control, cuyos resultados se muestran en las [tablas 5.4 y 5.5](#) para blanco y GC respectivamente.

Los cortes adicionales aplicados a la muestra empobrecida en fondo correlacionado debe reducir las señales provenientes del exterior (coincidencia con señal en el IV) y los isótopos cosmogénicos (correlación con muones previos). Por otro lado, dado que aumenta la ventana de aislamiento, cualquier señal debe reducir su frecuencia ligeramente ( $\sim 2\%$ ), pero como los errores son siempre mayores o similares en el caso del  $^{12}\text{B}$ , será difícil observar dicha reducción. Como se observa en las [tablas 5.4 y 5.5](#) el  $^{12}\text{B}$  disminuye por igual en el blanco y GC, alrededor de un 35 %, en la muestra empobrecida. También lo hacen los fondos provenientes del exterior como los neutrones rápidos y *stopping muons*, que prácticamente desaparecen y las señales provenientes de las capturas en hierro alrededor de un 10 %. En cuanto a las

---

<sup>5</sup>La contribución Compton de las capturas en acero es producida principalmente por capturas de neutrones en el blindaje mientras que la simulación de MC utiliza capturas en el recipiente del *buffer*

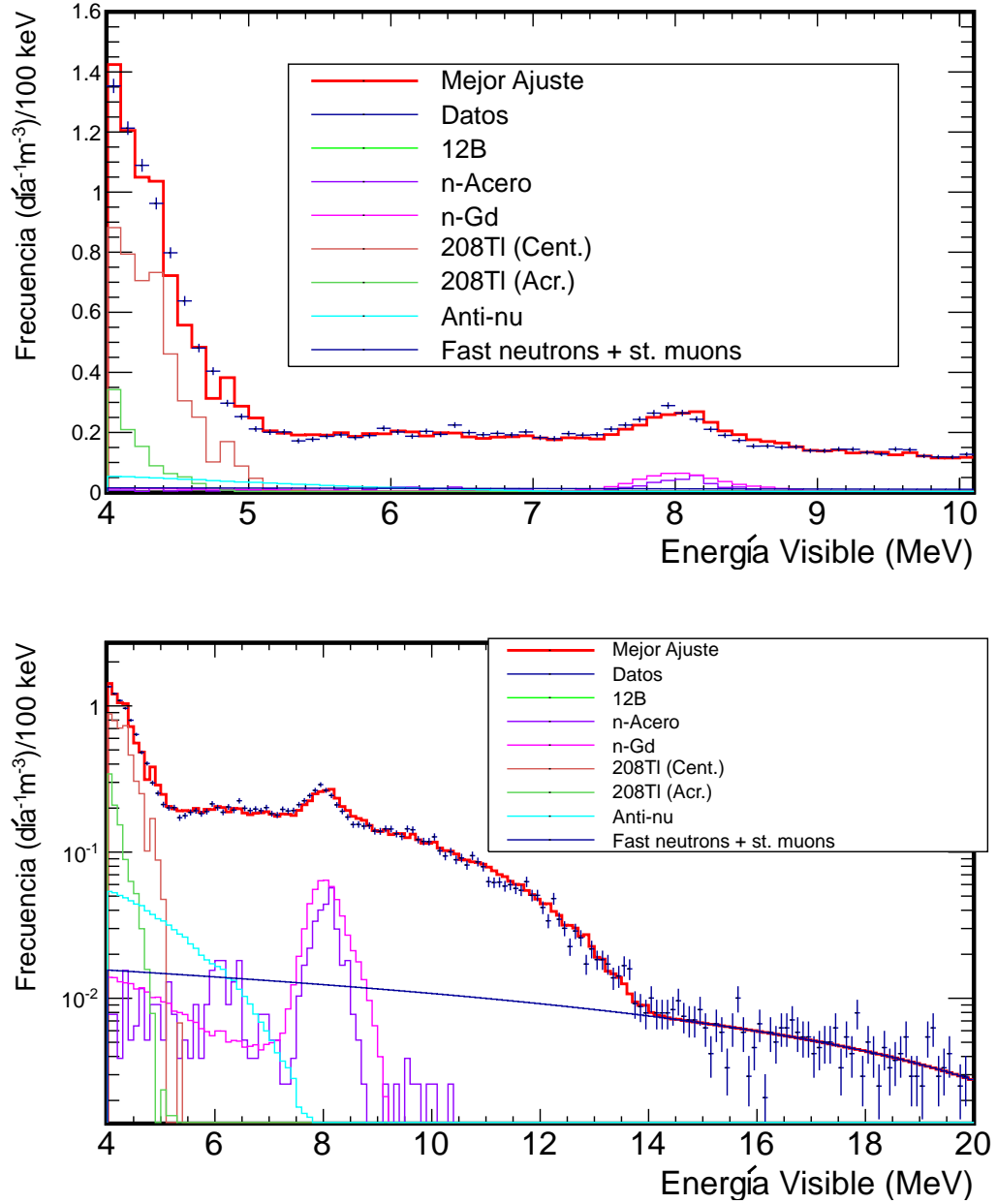


Figura 5.10: Ajuste del espectro de alta energía de señales de la muestra principal en la región del blanco. En la imagen superior se muestra entre 4 MeV y 10 MeV para una escala lineal en el eje  $y$  y en la inferior entre 4 y 20 MeV para una escala logarítmica de dicho eje. Los puntos azules son los datos experimentales y la recuadros rojos corresponden a la predicción del ajuste a  $1\sigma$ . La contribución de las diferentes simulaciones de MC también está indicada, en este caso mediante líneas continuas cuya correspondencia se muestra en la leyenda.

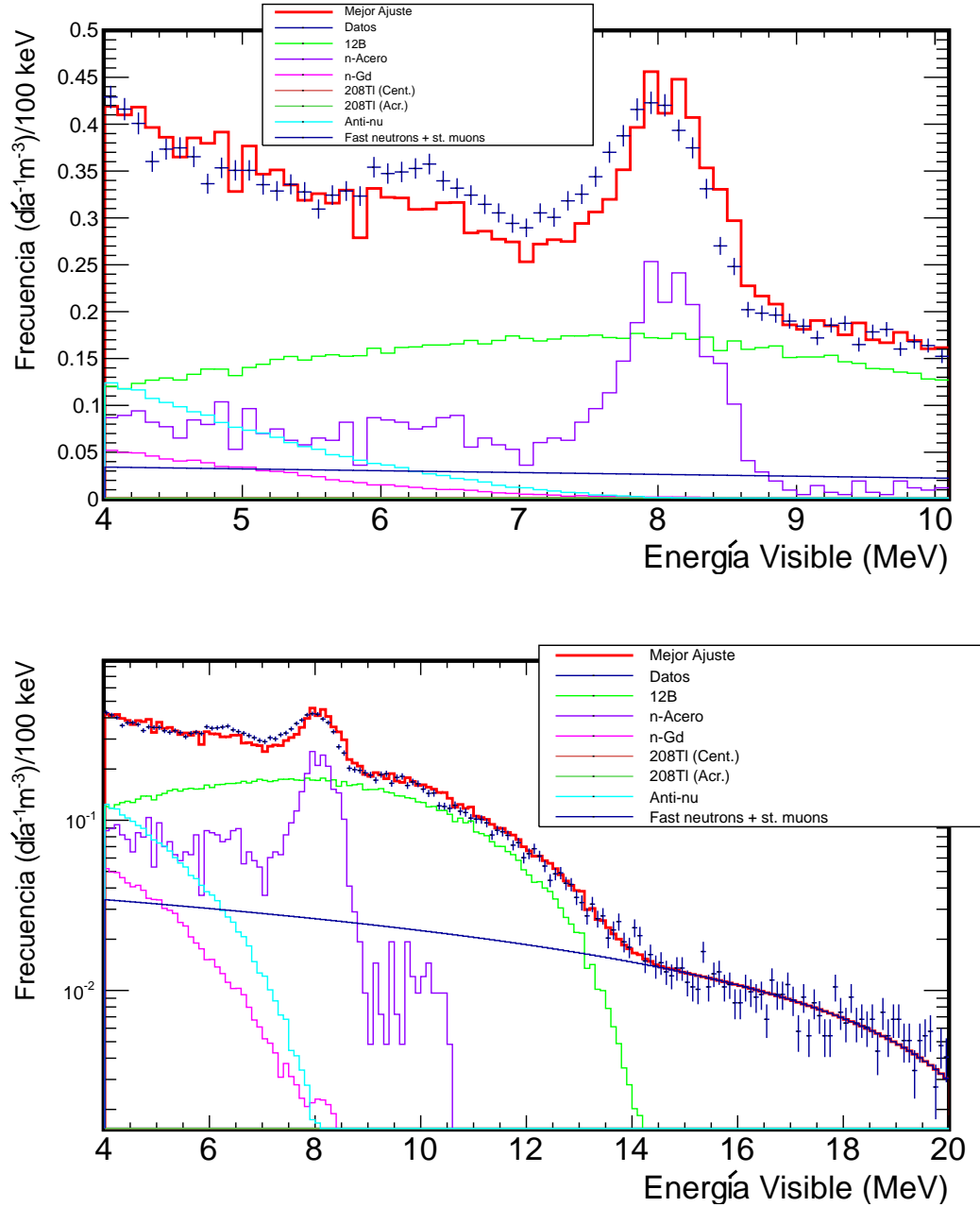
señales generadas en el detector interno, tanto las debidas al  $^{208}\text{Tl}$  como las capturas en gadolinio se mantienen constantes ( $\pm 2\sigma$ ). En el GC, de nuevo se observa que los sucesos etiquetados como positrones IBD no se comportan como tales ya que disminuyen entre un 40 % y un 50 % en la muestra empobrecida, esto prueba que hay una componente del fondo con una energía menor a 6 MeV proveniente del exterior o correlacionado con muones previos que no hemos tenido en cuenta. En cuanto a la muestra enriquecida en antineutrinos (señales no aisladas) se observa que la

frecuencia de todos los procesos se mantiene constante dentro de los errores excepto la correspondiente a las señales esperadas del antineutrinos: capturas en gadolinio y positrones IBD. Mientras que las capturas en gadolinio aumentan lo esperado ( $\sim 45$  sucesos al día en el blanco), la señal del positrón apenas lo hace, una parte de esto puede ser debido a la asimetría del corte de multiplicidad puede tener un impacto mayor, ya que la probabilidad de encontrar un positrón cuyo neutrón haya sido capturado  $900 \mu\text{s}$  después es menor que la de capturas producidos por positrones IBD en los  $800 \mu\text{s}$  previos. Otro efecto que puede colaborar a que el aumento de la cantidad de positrones sea menor es el corte de la bondad de la reconstrucción espacial, que en la muestra de antineutrinos se aplica únicamente a la señal retardada, cuya ineficiencia está presente en este análisis tanto en las muestras en las que se aplica el corte de multiplicidad, como en las que no. En cualquier caso, la muestra enriquecida en antineutrinos nos enseña que la cantidad de coincidencias accidentales con positrones IBD como señal retardada es muy pequeña, ya que no aparecen sin el corte en aislamiento como era de esperar. Resumiendo, las fracciones asignadas a cada proceso parecen correctas excepto en el caso de los positrones IBD. Existe un proceso no tenido en cuenta con energía menor a  $6 \text{ MeV}$ , que debe tener un origen exterior al detector o correlacionado con muones de alta energía ya que disminuye en torno al  $50 \%$  en la muestra empobrecida. En el caso del espectro de capturas de neutrones en gadolinio en el GC, existe una ambigüedad, ya que el espectro debido a capturas en Fe en el blindaje debe ser similar y no ha sido tenido en cuenta.

### 5.3.6. Errores

Se considera que existen cuatro fuentes de error:

- El error estadístico proporcionado por el ajuste.
- Error sistemático debido a la anchura del *bin* del espectro: Para cuantificar el efecto de la longitud del intervalo se introduce un error sistemático que se cuantifica variando la longitud de dicho *bin*, en concreto, se realiza el mismo ajuste con un *bin* de  $50 \text{ keV}$  y con un *bin* de  $200 \text{ keV}$  y la media cuadrática de las variaciones del resultado es el error sistemático. Los valores de  $\chi^2/\text{ndf}$  de los ajustes realizados variando la anchura del *bin* se muestran en la [tabla 5.6](#), donde se observa que con intervalos de energía mayores, el valor es peor en ambos volúmenes, mientras que para intervalos de energía menor, el valor de  $\chi^2/\text{ndf}$  mejora en el GC, pero no en el blanco. Esto es así porque la frecuencia de señales alrededor  $8 \text{ MeV}$  es algo mayor en el GC, por lo que la longitud óptima del *bin* es algo menor en el GC que en el blanco.
- Error sistemático debido a la escala de energía: Se obtiene desplazando ligeramente los espectros y calculando la variación con respecto a los casos en los que el valor de  $\chi^2/\text{ndf}$  mejore considerablemente ( $> 5 \%$ ).
- Error sistemático del modelo: Al no incluir todas las contribuciones que participan o al utilizar espectros de simulaciones de MC que no reproducen fielmente



**Figura 5.11:** Ajuste del espectro de alta energía de señales de la muestra principal en la región del GC. En la imagen superior se muestra entre 4 MeV y 10 MeV para una escala lineal en el eje  $y$  y en la inferior entre 4 y 20 MeV para una escala logarítmica de dicho eje. Los puntos azules son los datos experimentales y la recuadros rojos corresponden con la predicción del ajuste a  $1\sigma$ . La contribución de las diferentes simulaciones de MC también está indicada, en este caso mediante líneas continuas cuya correspondencia se muestra en la leyenda.

la realidad se introduce un error sistemático. Este error se cuantifica comparando las predicciones de cada contribución con los resultados del ajuste.

Las fracciones de cada proceso y sus errores sistemáticos para el blanco y el GC aparecen en la [tablas 5.7 y 5.8](#), respectivamente.

Contribución	FRECUENCIA (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )		
	Principal	Empobrecida	Enriquecida en $\bar{\nu}$
Datos (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	16.74 ± 0.11	12.84 ± 0.09	16.90 ± 0.09
<sup>12</sup> B (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	8.12 ± 0.16	5.29 ± 0.12	5.42 ± 0.12
n-Acero (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	0.61 ± 0.20	0.53 ± 0.17	0.50 ± 0.20
n-Gd (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	0.80 ± 0.18	0.75 ± 0.15	4.46 ± 0.19
<sup>208</sup> Tl (Cent) (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	4.55 ± 0.22	4.59 ± 0.20	4.66 ± 0.22
<sup>208</sup> Tl (Acr) (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	0.97 ± 0.17	0.94 ± 0.17	0.90 ± 0.18
$\bar{\nu}$ ( $\beta^+$ )	0.84 ± 0.15	0.52 ± 0.12	0.72 ± 0.14
FN-SM (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	0.79 ± 0.18	0.15 ± 0.64	0.21 ± 0.11
$\chi^2/\text{dof}$	471.2/151 = 3.12	487.9/151 = 3.23	619.8/151 = 4.10

Tabla 5.4: Resultados del ajuste para la zona del blanco para la muestra principal, la muestra empobrecida en correlacionados y la muestra enriquecida en antineutrinos.

Contribución	FRECUENCIA (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )		
	Principal	Empobrecida	Enriquecida en $\bar{\nu}$
Datos (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	18.44 ± 0.09	11.40 ± 0.07	12.26 ± 0.07
<sup>12</sup> B (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	9.25 ± 0.13	5.90 ± 0.11	5.71 ± 0.12
n-Acero (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	4.60 ± 0.15	4.26 ± 0.12	4.26 ± 0.12
n-Gd (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	0.83 ± 0.68	0.01 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.01</sub>	0.00 <sup>+0.50</sup>
<sup>208</sup> Tl (Cent) (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	0.01 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.01</sub>	0.10 ± 0.04	0.07 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.07</sub>
<sup>208</sup> Tl (Acr) (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	0.00 <sup>+0.03</sup>	0.00 <sup>+0.16</sup>	0.00 <sup>+0.27</sup>
$\bar{\nu}$ ( $\beta^+$ )	1.86 ± 0.98	0.88 ± 0.13	1.78 ± 0.10
FN-SM (día <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	1.70 ± 0.94	0.03 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.03</sub>	0.23 ± 0.08
$\chi^2/\text{dof}$	592.0/151 = 3.92	584.9/151 = 3.87	443/151 = 2.93

Tabla 5.5: Resultados del ajuste para la zona del GC para la muestra principal, la muestra empobrecida en correlacionados y la muestra enriquecida en antineutrinos.

Para determinar el error de la escala de energía hay que determinar si el valor de  $\chi^2/\text{ndf}$  mejora más de un 5 % al desplazar algún espectro, se probó desplazando 100 keV y 200 keV cada espectro por separado y con desplazamientos de 100 keV de todas las parejas de espectros posibles (en los dos sentidos, hacia energías mayores y menores). En el blanco, solo mejoró el valor de  $\chi^2/\text{ndf}$  del ajuste más de un 5 % un desplazamiento de -200 keV del espectro de capturas en gadolinio, el error en la escala de energía será la diferencia entre las fracciones obtenidas con el desplazamiento y sin él. En el caso del GC, el único ajuste que mejora el valor de  $\chi^2/\text{ndf}$  es el desplazamiento de los dos espectros de capturas de neutrones 100 keV hacia energía menores (para comprobar si seguían mejorando, se probó a desplazar uno de ellos 100 keV y el otro 200 keV y a desplazar ambos 200 keV hacia energías menores, pero no se observó ninguna mejora). Los valores de  $\chi^2/\text{ndf}$  se muestran en la [tabla 5.9](#).

Volumen	$\chi^2/\text{ndf}$		
	Anchura de 200 keV	Anchura de 100 keV	Anchura de 50 keV
Blanco	297.0/71 = 4.18	471.2/151 = 3.12	2106/311 = 6.77
GC	451.4/71 = 6.36	592.0/151 = 3.92	958.8/311 = 3.08

Tabla 5.6:  $\chi^2/\text{ndf}$  del ajuste de la composición para diferentes anchuras de  $\text{bin}$ .

	Fracción (%)	Error absoluto (%)				
		TOTAL	Ajuste	Bin	Modelo	Escala de E
$^{12}\text{B}$	48.5	1.0	0.9	0.2	0.0	0.5
n-Acero	3.6	1.6	1.1	0.9	0.0	0.7
n-Gd	4.8	1.4	1.1	0.9	0.0	0.2
$^{208}\text{Tl}$	27.2	2.0	1.3	1.5	0.0	0.1
Acr	5.8	1.3	1.0	0.9	0.0	0.1
$\bar{\nu} (\beta^+)$	5.0	1.3	0.9	1.0	0.0	0.1
FN-SM	4.7	3.4	1.1	3.2	0.0	0.1

Tabla 5.7: Resultados de la composición del blanco a alta energía indicada en forma de porcentaje sobre el total de señales en dichas energías. La contribución de radioimpurezas de  $^{208}\text{Tl}$  en el centellador se identifica como  $^{208}\text{Tl}$  y la de radioimpurezas de  $^{208}\text{Tl}$  en el acrílico como Acr.

	Fracción (%)	Error absoluto (%)				
		TOTAL	Ajuste	Bin	Modelo	Escala de E
$^{12}\text{B}$	50.2	2.0	0.7	1.1	1.4	0.6
n-Acero	24.9	1.5	0.8	0.9	0.0	0.9
n-Gd	4.5	4.8/-4.5	3.8	2.8	0.0	1.0
$^{208}\text{Tl}$	0.0	<0.8	<0.2	<0.6	<0.4	<0.1
Acr	0.0	<0.2	<0.2	0	0.0	0.0
$\bar{\nu} (\beta^+)$	10.1	6.1	5.3	2.2	0.0	2.2
FN-SM	9.4	8.4	5.1	6.6	0.0	0.5

Tabla 5.8: Resultados de la composición del GC a alta energía indicada en forma de porcentaje sobre el total de señales en dichas energías. La contribución de radioimpurezas de  $^{208}\text{Tl}$  en el centellador se identifica como  $^{208}\text{Tl}$  y la de radioimpurezas de  $^{208}\text{Tl}$  en el acrílico como Acr.

Volumen	$\chi^2/\text{ndf}$	
	Sin desplazar la escala de energía	Desplazando la escala de energía
Blanco	471.2/151 = 3.12	429.6/151 = 2.85
GC	592.0/151 = 3.92	437.7/151 = 2.90

Tabla 5.9:  $\chi^2/\text{ndf}$  del ajuste de la composición para los mejores ajustes conseguidos desplazando las escalas de energías y los valores que proporcionan los ajustes en los que no se han desplazado.

Para finalizar, el error introducido por una incorrecta modelización del fondo se cuantifica comparando predicciones y resultados cuando la diferencia entre ellos es más de  $1\sigma$ . En el blanco, la única contribución que difiere de su predicción es la debida a los positrones de la IBD que está absorbiendo la contribución de algún proceso no tenido en cuenta en el ajuste. Al incluir una contribución desconocida, no hay información suficiente para realizar una predicción, no se introduce ningún



error asociado al modelo (de la misma forma que tampoco se hace a los neutrones rápidos y *stopping muons*).

En el GC, existen mayores discrepancias. La contribución del  $^{12}\text{B}$  debería aumentar ligeramente,  $\sim 2\%$ , al quitar la condición de aislamiento en la muestra enriquecida, sin embargo disminuye en más de  $1\sigma$ . La diferencia entre los resultados para las dos muestras de control, teniendo en cuenta el ligero aumento esperado y sustrayendo el error estadístico, se incluye como error sistemático a la fracción de  $^{12}\text{B}$ . La contribución del  $^{208}\text{Tl}$  presente en el centellador solo debería variar debido a la condición de aislamiento utilizada en las tres muestras, pero su variación es mayor, alcanzado casi las  $2\sigma$ . Al igual que en el caso anterior se incluye esta diferencia como error sistemático. Por último, está el caso especial es la fracción de positrones de la reacción IBD que, al igual que ocurría en el blanco, incluye una contribución desconocida y, por tanto, no se dispone de información para realizar ninguna predicción.

Una vez obtenido los resultados y sus errores para el blanco y el GC y conociendo la frecuencia de señales de cada volumen (excluyendo las contribuciones que solo aparecen en la chimenea y en la región cercana al sensor de presión) y el tamaño de los mismos,  $10.3 \text{ m}^3$  en el blanco y  $22.3 \text{ m}^3$  en el GC, se puede obtener la proporción en la que participa cada proceso al número total de sucesos. Estos resultados se muestran en la [tabla 5.10](#).

Contribución	Fracción (%)	Error (%)
$^{12}\text{B}$	49.7	1.7
n-Acero	18.2	1.5
n-Gd	4.6	4.0/-3.8
$^{208}\text{Tl}$	8.6	1.3/-1.1
Acr	1.8	0.7
$\bar{\nu} (\beta^+)$	8.5	5.1
FN-SM	7.9	7.2

**Tabla 5.10:** Resultados de la composición a alta energía, indicada en forma de porcentaje respecto a la totalidad de señales en esta región.

### 5.3.7. Conclusiones de la medida de la composición de la señal retardada del fondo accidental

Se ha obtenido una medida de las fracciones con las que diferentes procesos contribuyen al fondo accidental.

Obviando el efecto de la chimenea y el sensor de presión, las señales del  $^{12}\text{B}$  representa alrededor de la mitad de las señales entre 4 MeV y 10 MeV, siendo la principal contribución a estas energías. La segunda contribución más importante

corresponde a las capturas de neutrones en acero, que alcanzan casi la quinta parte de las señales, mientras que hay otras tres contribuciones significativas, con cerca del 10 % de las señales, correspondientes a las desintegraciones de  $^{208}\text{Tl}$  en el centellador, la asignada a los positrones de la reacción IBD (aunque la mayor parte de esta contribución corresponde a otro tipo de señales) y la de los neutrones rápidos y *stopping muons*. La captura de neutrones en el gadolinio es algo inferior al no llegar a alcanzar el 5 %. Por último, la contribución más pequeña sería la correspondiente a las desintegraciones de  $^{208}\text{Tl}$  en el acrílico.

Por último, de cara a futuros experimentos hay que tener en cuenta que el  $^{12}\text{B}$  sólo puede reducirse aumentando la profundidad de los detectores ya que se produce en el interior del detector y es difícil de eliminar debido a la larga vida media del isótopo (29 ms). Aunque como se ha visto al aplicar el corte de los isótopos cosmogénicos se puede reducir en un 50 %. En otros experimentos con detectores más profundos, como Daya Bay, este fondo representa también más del 50 % de la muestra de alta energía [110]. Por otro lado, las capturas de neutrones en acero (mayoritariamente en  $^{56}\text{Fe}$ ) son el mayor inconveniente por su similitud con la señal de las capturas de neutrones en gadolinio. En el caso de Double Chooz se sospecha que la fuente principal es el blindaje de acero ya que los picos de 8 y 6 MeV no son visibles en el GC del ND, donde el blindaje de acero ha sido sustituido por otro de agua. En el experimento Daya Bay, esta contaminación no prevista es de mucha más importancia al tener las fuentes de calibración de neutrones encapsuladas en acero [110]. Con estas evidencias es conveniente evitar el acero en la medida de lo posible en el diseño de futuros experimentos. Un análisis similar con los datos del ND pueden dar luz sobre alguno de los problemas que se han observado, ya que la cantidad de fondo cosmogénico aumenta mucho al ser un detector más superficial y la fracción de capturas en acero se reduce mucho al no tener blindaje de acero, salvo en la parte superior.



# Capítulo 6

## FONDOS CORRELACIONADOS

*“El ignorante habla, el sabio duda y reflexiona.”*

*Aristoteles*

El fondo correlacionado por su similitud con la señal del antineutrino es más difícil de estimar que el fondo accidental. Sin embargo, los vetos alrededor del blanco permiten su identificación como se verá en este capítulo. En la [sección 6.1](#) de este capítulo se explica la forma en la que se estima la contribución debida a los isótopos  $\beta$ -n, mientras que la estimación de los sucesos correlacionados debidos a neutrones rápidos y *stopping muons* se desarrolla en la [sección 6.2](#). Además, al estudiar los datos se han observado otros tipos de fondos correlacionados que son rechazados por los vetos. Estos fondos son estudiados en la [sección 6.3](#), en la que se comprueba que no están presentes en la muestra de antineutrinos. Un resumen de las estimaciones se realiza en la [sección 6.4](#). Por último, en la [sección 6.5](#) se describe la medida directa de los fondos y se compara con las estimaciones.

### 6.1. Isótopos cosmogénicos $\beta$ -n

Los isótopos cosmogénicos  $\beta$ -n,  $^9\text{Li}$  y  $^8\text{He}$ , constituyen el fondo más difícil de reducir debido a su similitud con la señal del antineutrino (una partícula  $\beta$  más un neutrón) y su débil correlación con el muón que lo produjo. Esto hace que sea el fondo con mayor impacto en la medida de  $\theta_{13}$ .

#### 6.1.1. Estimación de la frecuencia de isótopos cosmogénicos $\beta$ -n

La única manera de identificar estos sucesos es mediante la correlación con el muón que los produjo. Sin embargo, debido a la larga vida media de estos isótopos ( $\sim 200$  ms), no es posible su discriminación suceso a suceso. En su lugar, para estimar la cantidad residual de este fondo que queda en nuestra muestra de antineutrinos se recurre a métodos estadísticos. En concreto, mediante el ajuste de una función exponencial a la correlación temporal entre los sucesos de la muestra y los muones previos. La función que se ajusta se muestra en la [ecuación 6.1](#), donde la constante,

c, corresponde a la frecuencia de las coincidencias aleatorias entre sucesos IBD y muones precedentes,  $n_{\beta-n}$  a la frecuencia de sucesos debidos a isótopos  $\beta$ -n,  $w_{bin}$  a la anchura de intervalo utilizada para construir el histograma de la distribución,  $T_{live}$  al tiempo útil de la toma de datos y  $\tau$  es el tiempo de vida de los isótopos  $\beta$ -n. Basándose en la medida de KamLAND[105], se asume que la fracción de  $^8\text{He}$  es del  $8\% \pm 7\%$ . Como la mayoría de los isótopos corresponden a  $^9\text{Li}$ , en el ajuste se usa su tiempo de vida. En la [figura 6.1](#) aparece un ejemplo de este ajuste, en concreto el ajuste de una muestra enriquecida en isótopos  $\beta$ -n de coincidencias entre los sucesos y sus muones previos, muestra de la que se hablará más adelante.

$$(6.1) \quad f(\Delta T_{\mu-\nu}) = n_{\beta-n} \frac{T_{live} w_{bin}}{\tau} e^{-\frac{\Delta T_{\mu-\nu}}{\tau}} + c$$

Al aplicar este ajuste sobre todas las coincidencias muón-suceso IBD, la relación señal-ruido (S/B) (donde se considera señal (S) a la contribución correlacionada del histograma y ruido (B) a la contribución aleatoria) no es lo suficientemente elevada para producir ajustes precisos. Como consecuencia, para obtener la frecuencia de sucesos  $\beta$ -n se usa un proceso más complejo.

A la muestra que se utiliza en el ajuste no se le aplica el corte de correlación con los isótopos cosmogénicos. La fracción de sucesos vetados por este corte es sustraída después. Esto eleva la relación S/B del ajuste, mejorando su precisión. Adicionalmente, los muones se dividen por rangos de energía en el ID para reducir la cantidad de coincidencias aleatorias entre sucesos IBD y muones precedentes, aumentando aún más la relación S/B. En concreto los muones se dividen en tres rangos, muones con más de 600 MeV, muones con una energía en el ID entre 275 MeV y 600 MeV y los muones con menos de 275 MeV. Como la probabilidad de que se generen isótopos cosmogénicos aumenta con la energía del muón, solo la muestra en la que los muones tienen una energía mayor a 600 MeV es suficientemente pura como para dar lugar a un ajuste preciso. A energías más bajas hay que añadir un corte adicional en la distancia de las trazas de los muones al vértice de la señal rápida ( $d_{\mu-\nu}$ ).

En este punto se establece una ligera diferencia entre el cálculo en el canal de gadolinio y en el canal de hidrógeno. En el canal de gadolinio, el valor máximo admitido de  $d_{\mu-\nu}$  se establece en 75 cm y solo se varía este valor para determinar el error sistemático de la medida. En el canal de hidrógeno, el cálculo ha sido mejorado ligeramente. En este caso, el ajuste se hace para muestras con diferentes valores del corte en  $d_{\mu-\nu}$  (entre 40 cm y 100 cm) y se toma la media de los resultados como el valor del fondo y la desviación típica como error sistemático. El corte espacial introduce una ineficiencia que será calculada para cada intervalo de energía de los muones mediante la distribución de la posición del vértice del isótopo con respecto a la traza del muón (que llamaremos perfil lateral) corregido por la aceptación del detector. El perfil lateral se obtiene a partir de una simulación de MC sencilla de la siguiente forma: primero, se generan coincidencias muón-IBD separadas por una

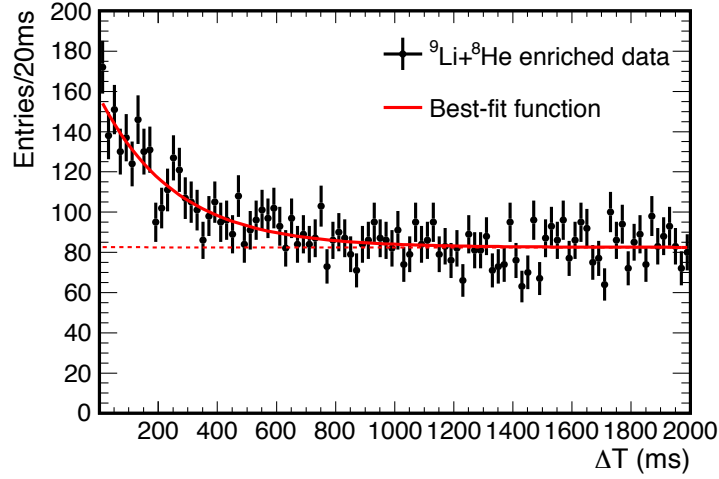


Figura 6.1: Distribución de tiempos entre la señal rápida de la muestra IBD y los muones precedentes. El mejor ajuste a una función compuesta por una componente plana y una componente exponencial se muestra mediante una línea continua roja, mientras que la contribución plana se muestra mediante una línea discontinua roja[45].

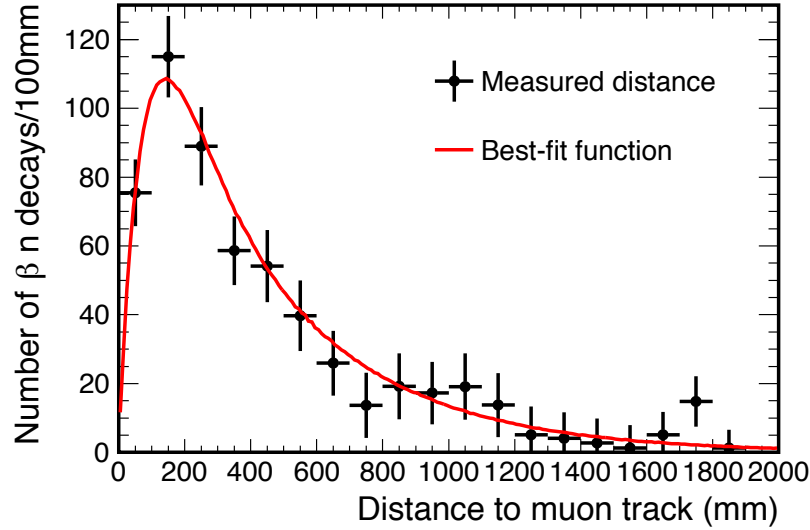


Figura 6.2: Perfil lateral de la producción del isótopo  $\beta$ -n con respecto a la traza del muón. Los puntos muestran los datos para muones con  $E > 600$  MeV y la línea roja el mejor ajuste a una función exponencial convolucionada a una gaussiana que tiene en cuenta la resolución de la reconstrucción del vértice y de la traza del muón (puntos negros)[45].

distribución exponencial de  $d_{\mu-\nu}$  con una distancia media  $\lambda$ ; después se introduce, mediante la convolución con una gaussiana, la resolución de la reconstrucción del vértice del isótopo,  $\sigma_{Li}$ , y de la traza del muón,  $\sigma_{\mu}$ . Del ajuste del MC a los datos para  $E_{\mu} > 600$  MeV, figura 6.2, obtenemos  $\lambda = 420$  mm (canal de gadolinio) y 491 mm (canal de hidrógeno). El error sistemático debido a estas variables se calcula variando los valores de las mismas.

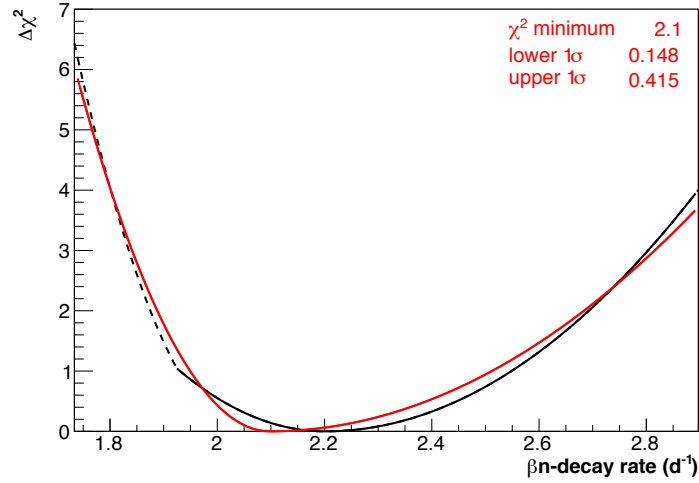
La distribución  $\Delta T_{\mu-\nu}$  para cada muestra se ha ajustado a la ecuación 6.1.

El valor final del fondo  $\beta$ -n residual es la suma del valor de  $n_{\beta-n}$  obtenido para cada muestra y se debe corregir por la ineficiencia del corte en la distancia y el número de sucesos rechazados por el corte de correlación de los isótopos cosmogénicos. La frecuencia obtenida por este método después de corregir por la ineficiencia se muestra en la [tabla 6.1](#). Para constreñir más el valor de la frecuencia, se calcula un límite inferior a partir de una muestra con un alto contenido relativo de isótopos  $\beta$ -n, lo que provoca una relación S/B más alta. Esta muestra enriquecida se genera de una forma ligeramente diferente en los canales de gadolinio y de hidrógeno. En canal de gadolinio, se aplican los siguientes cortes:  $E_\mu > 300$  MeV si hay al menos un neutrón en el milisegundo posterior al muón, o bien,  $E_\mu > 500$  MeV y  $d_{\mu-\nu} < 75$  cm si no hay ningún candidato a neutrón. La [figura 6.1](#) muestra la distribución de esta muestra y su ajuste. En el canal de hidrógeno, los cortes son los siguientes:  $E_\mu > 400$  MeV si hay al menos un candidato a neutrón o  $E_\mu > 500$  MeV y  $d_{\mu-\nu} < 100$  cm si no hay neutrones.

El fondo remanente en la muestra enriquecida se muestra también en la [tabla 6.1](#). Las frecuencias obtenidas por las dos estimaciones se combinan para obtener el resultado final. Para ello, se utiliza el valor de  $\chi^2$  de las dos estimaciones, tal y como se muestra en la [figura 6.3](#). En el límite inferior se utiliza el resultado de la muestra enriquecida (línea negra discontinua), mientras que para el superior, se utiliza el resultado de las muestras no enriquecidas (línea negra continua). Para expresar de una forma más compacta y fácil de manejar el resultado, se ajustan dos funciones cuadráticas diferentes, una para el límite superior y otra para el inferior, a la función  $\chi^2$ . En dicho ajuste (línea roja) también se deja variar el valor medio cuyo resultado es el que aparece en la tabla como resultado combinado. Estos resultados han sido comprobados mediante otras estimaciones independientes[98]. Finalmente, se calcula el número de sucesos  $\beta - n$  contenidos en la muestra de sucesos rechazados por el corte de correlación de los isótopos cosmogénicos con el muón. El calculo se realiza mediante el ajuste a la distribución  $\Delta T_{\mu-\nu}$  correspondiente ( [tabla 6.1](#)) y se sustrae al número medido sin aplicar este corte. El fondo remanente  $\beta - n$  en la muestra de antineutrinos seleccionados se muestra en la última línea de la tabla.

	Frecuencia (día <sup>-1</sup> )	
	Canal de Gd	Canal de H
Muestra sin corte de correlación de los isótopos $\beta$ -n	$2.20^{+0.35}_{-0.27}$	$2.76^{+0.49}_{-0.45}$
Muestra enriquecida	$2.05^{+0.13}_{-0.13}$	$2.26^{+0.15}_{-0.15}$
Resultado combinado	$2.08^{+0.41}_{-0.15}$	$2.58^{+0.57}_{-0.32}$
Muestra de sucesos rechazados por el corte	$1.12^{+0.05}_{-0.05}$	$1.63^{+0.06}_{-0.06}$
Resultado final	$0.97^{+0.41}_{-0.16}$	$0.95^{+0.57}_{-0.33}$

*Tabla 6.1:* Resultados de la frecuencia de los isótopos  $\beta$ -n en la diferentes muestras y resultados finales.



**Figura 6.3:** Valor de  $\chi^2$  de cada posible valor de frecuencia de isótopos  $\beta$ -n para la estimación del canal de gadolinio a partir de la distribuciones laterales (línea negra continua) y de la muestra de muones de alta energía (límite inferior) y la combinación de ambos resultados mediante el mejor ajuste de dos funciones cuadráticas (línea roja). Los parámetros optimizados en el ajuste aparecen indicados[111].

### 6.1.2. Estimación del espectro

El espectro de los isótopos  $\beta$ -n también es necesario en la medida de  $\theta_{13}$ . Dicho espectro es extraído de los datos. La muestra de datos utilizada para obtener la forma del espectro de la señal rápida es la de los sucesos rechazados por el corte de correlación con los isótopos cosmogénicos, se toman conjuntamente las muestras del canal de gadolinio e hidrógeno para reducir la incertidumbre estadística. A pesar de ser una muestra bastante pura, sigue conteniendo coincidencias accidentales que deben sustraerse. Para ello se toman todos los sucesos con  $\Delta T_{\mu-\nu}$  entre 1 y 2 s y se les sustrae de la muestra con  $\Delta T_{\mu-\nu} < 1$  s. La figura 6.4 muestra la distribución de la energía para los sucesos seleccionados. En dicha figura se incluye una predicción del espectro del isótopo de  ${}^9\text{Li}$  obtenida mediante simulaciones MC.

## 6.2. Neutrones rápidos y *stopping muons*

La forma del espectro y la frecuencia de los neutrones rápidos y los *stopping muons* se estiman de forma conjunta. Al ser partículas que proceden del exterior, se pueden utilizar los vetos para generar una muestra pura. En concreto, se puede obtener una muestra de este fondo tomando los datos seleccionados pero que han sido rechazados por la coincidencia de la señal del ID con la del IV, a esta muestra la llamaremos IV *tagged*. También se pueden usar los sucesos con señal en el OV (OV *tagged*). Por otro lado, por encima de una energía dada ( $\sim 12$  MeV) el fondo correlacionado es la única señal esperada, tomando los sucesos con una energía de la señal rápida mayor de 20 MeV se obtiene una muestra pura de fondo correlacionado.

La muestra de sucesos donde la señal rápida tiene un energía mayor a 20 MeV, a la que llamaremos muestra de alta energía, se genera aumentando el límite de



energía del ID a partir del cual una señal es considerada un muón. Esta modificación es diferente según el canal, en el canal de gadolinio se considera muón a las señales que depositan más de 30 MeV en el ID y en el canal de hidrógeno a aquellas que depositan más de 60 MeV<sup>1</sup>. De esta manera, la energía máxima para la señal rápida será 30 MeV en el caso del canal del gadolinio y 60 MeV para el hidrógeno.

La cantidad de fondo correlacionado residual se obtiene ajustando el espectro de la muestra de alta energía a la forma esperada y extrapolando la función obtenida al rango de energías de la muestra IBD. La forma del espectro se obtiene usando la muestra IV *tagged*.

- **Canal de gadolinio:** La imagen izquierda de la [figura 6.5](#) muestra el espectro de la señal rápida para tres muestras: IBD, IV *tagged* y de alta energía. El espectro obtenido de la muestra IV *tagged* se ajusta a una función lineal, obteniéndose una pendiente de  $-0.02 \pm 0.11$  sucesos/MeV, que es consistente con un espectro plano. El espectro de la muestra OV *tagged* también es plano. Del ajuste de una distribución energética plana a la muestra de alta energía se estima que el fondo correlacionado es de  $0.604 \pm 0.051$  sucesos por día entre 0.5 MeV y 20 MeV.
- **Canal de hidrógeno:** En este caso la muestra IV *tagged* contiene una gran cantidad de fondo accidental, para rechazar estos sucesos se toman los sucesos con  $E_{IV} > 6$  MeV, con la distancia entre los vértices del IV y el ID entre 1.1 m y 3.5 m y con una distancia temporal menor de 60 ns. La distribución de energía obtenida para la señal rápida se ajusta a una función exponencial como la mostrada en la [ecuación 6.2](#), para obtener una medida más precisa el rango de energía de la muestra IV *tagged* se amplía hasta 60 MeV, como se ve en la imagen derecha de la [figura 6.5](#). Los resultados del ajuste se muestran en la [ecuación 6.3](#). Integrando esta curva en la ventana de energía de la señal rápida y corrigiendo por la eficiencia de la selección de la muestra IV *tagged* se obtiene una contribución de fondo correlacionado de  $1.55 \pm 0.15$  sucesos al día.

$$(6.2) \quad \frac{dN}{dE} = p_0 e^{-p_1 E} + p_2$$

$$(6.3) \quad p_0 = 12.52 \pm 1.36 \text{ MeV}^{-1} \quad p_1 = 0.042 \pm 0.015 \text{ MeV}^{-1} \quad p_2 = 0.79 \pm 1.39 \text{ MeV}^{-1}$$

---

<sup>1</sup>Esta modificación tiene un pequeño efecto en el tiempo de vida que se corrige mediante un factor de corrección ( $t_{live}^{IBD}/t_{live}^{alta E}$ )

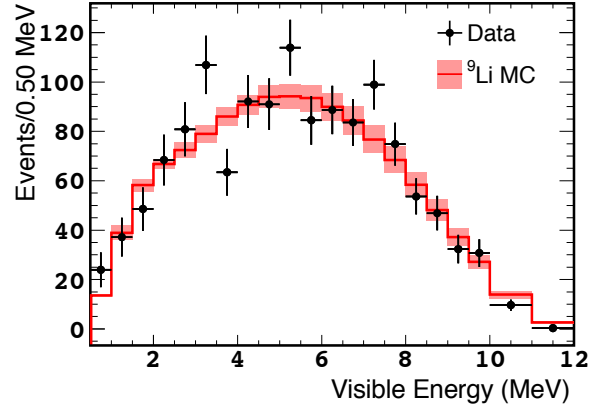


Figura 6.4: Espectro de isótopos  $\beta$ -n obtenido de los sucesos rechazados por el corte de correlación con muon (puntos negros) y simulación de MC del espectro de  $^9\text{Li}$  (línea roja)[45].

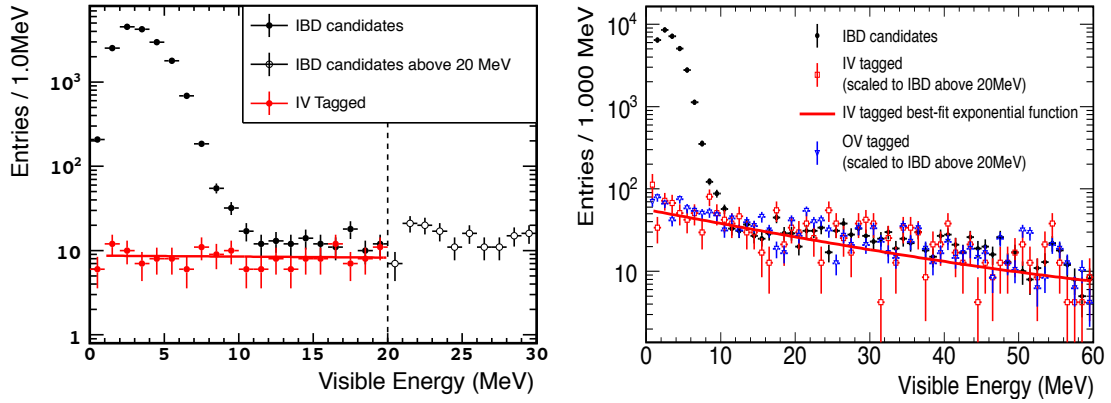


Figura 6.5: A la izquierda, el espectro de los neutrones rápidos y *stopping muons* presentes en la muestra de antineutrinos para el canal de gadolinio (puntos negro), dicho espectro incluye la muestra de sucesos *taggeados* mediante el IV (rojo) y una muestra de datos con el rango de energía de la señal rápida ampliado hasta 20 MeV (círculos negros)[45]. A la derecha, el espectro de los neutrones rápidos y *stopping muons* presentes en la muestra de antineutrinos para el canal de hidrógeno con el rango de la señal rápida ampliado hasta 60 MeV, la muestra *taggeada* con el OV (azul), la muestra *taggeada* con el IV (rojo) y el mejor ajuste de esta última (línea roja)[91].

## 6.3. Otros fondos

Los datos, antes de realizar la selección, contienen otros fondos correlacionados: el *light-noise* (LN) correlacionado debido a pulsos de LN que se extienden en el tiempo lo suficiente para activar dos veces el sistema de disparo y coincidencias entre isótopos cosmogénico  $\beta$  producidos por el mismo muón, o de estos con neutrones que también tengan un origen común. Estos fondos son reducidos por los cortes de selección hasta ser despreciables en la medida de  $\theta_{13}$ .

### 6.3.1. Light-Noise correlacionado

Dada su naturaleza, la distancia temporal entre dos señales de LN correlacionado es muy pequeña como puede verse en la figura 6.6. El corte de la bondad de

la reconstrucción espacial elimina esta contribución, ya que la luz en estos sucesos proviene de la base de los PMTs, mientras que el algoritmo de reconstrucción está preparado para señales generadas en los líquidos centelladores.

Para caracterizar estos sucesos se generó una muestra pura aplicando los cortes de la selección de la muestra IBD pero tomando aquellos sucesos rechazados por los cortes de LN en lugar de los que pasan el corte. Adicionalmente se requiere que el tiempo entre la señal rápida y la retardada sea menor a  $10 \mu\text{s}$ . Lo que se observa es que el vértice de estas señales es reconstruido en el centro del detector como se muestra en la [figura 6.7](#). A partir de estas características se buscó en la muestra IBD una acumulación espacial en dicha región con un exceso de señales con  $\Delta T$  pequeños, características que no fueron observadas en ninguno de los canales.

En cualquier caso, se han realizado estimaciones de esta contribución, comparando la distribución de  $\Delta T$  de la región donde se espera el LN correlacionado con la de una región adyacente de igual área. El valor de frecuencia obtenido en la estimación es compatible con cero en ambos canales.

### 6.3.2. Correlación entre isótopos cosmogénicos $\beta$

Las señales de los isótopos cosmogénicos  $\beta$  y neutrones generados por un mismo muón pueden dar lugar a sucesos correlacionados en la muestra de antineutrinos. En el canal de gadolinio se ha comprobado, moviendo el inicio del intervalo de coincidencia de  $0.5 \mu\text{s}$  a valores entre  $1.2 \text{ ms}$  y  $480 \text{ ms}$ , que existe una componente correlacionada con un tiempo característico de  $\sim 29 \text{ ms}$ , como se muestra en la [figura 6.8](#) (en este caso no se ha aplicado ni el corte en  $\Delta R$  ni el corte para eliminar isótopos cosmogénicos).

Estudiando los espectros de las señales rápida y retardada y su correlación con muones previos, se ha llegado a la conclusión de que se trata de sucesos cuyas señales, tanto en la señal rápida como en la retardada, corresponden a la desintegración del  $^{12}\text{B}$ . Por la cantidad en la que se producen y su tiempo de vida, los neutrones deberían ser el principal componente de la señal rápida, pero el veto del muón y el corte de multiplicidad rechazan a la mayoría de los mismos, siendo el  $^{12}\text{B}$  es el componente mayoritario y la coincidencia  $^{12}\text{B}$ - $^{12}\text{B}$  la principal componente de la exponencial.

Para cuantificar este fondo, la distribución de  $\Delta T$  es ajustada a una función con la forma mostrada en la [ecuación 6.4](#), donde  $c$  tiene en cuenta las coincidencias aleatorias,  $N_B$  es la cantidad de  $^{12}\text{B}$  generado y  $\tau$  es el tiempo de vida del  $^{12}\text{B}$ . Se permite variar libremente a estas tres variables en el ajuste. La función obtenida, a la que se le sustrae las coincidencias aleatorias ( $c$ ), se integra en la ventana de coincidencia, es decir, entre  $0.5 \mu\text{s}$  y  $150 \mu\text{s}$  (o  $800 \mu\text{s}$  en el canal de hidrógeno), obteniéndose la contribución de este fondo a la muestra IBD.

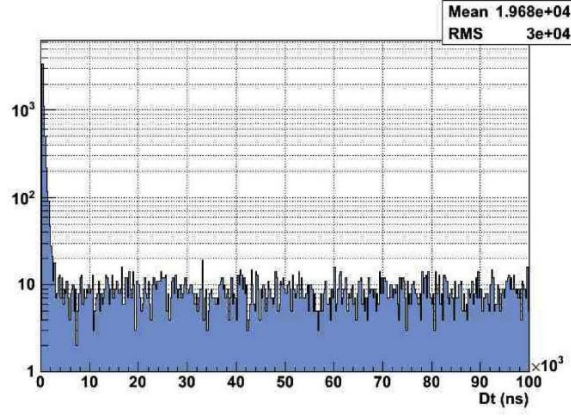


Figura 6.6: Distribución  $\Delta T$  de las parejas de señales de LN consecutivas rechazadas por los cortes de LN[112].

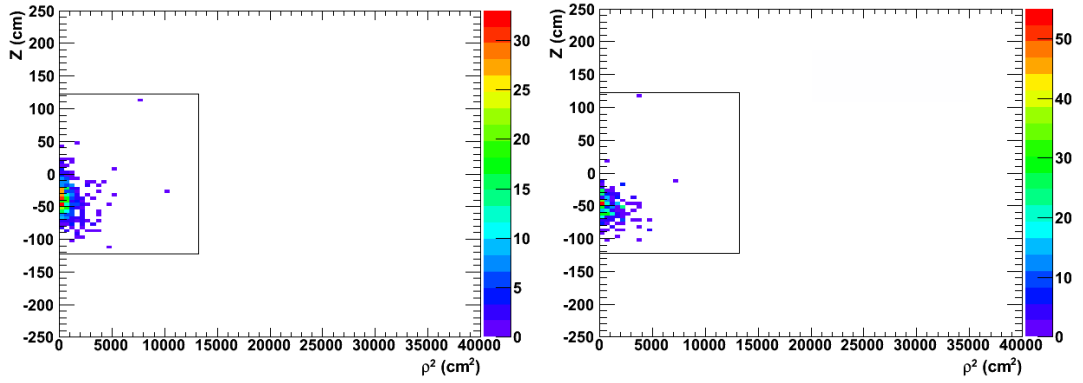


Figura 6.7: Distribución espacial de la señal rápida, a la izquierda, y la señal retardada, a la derecha, de los sucesos de LN correlacionado[112].

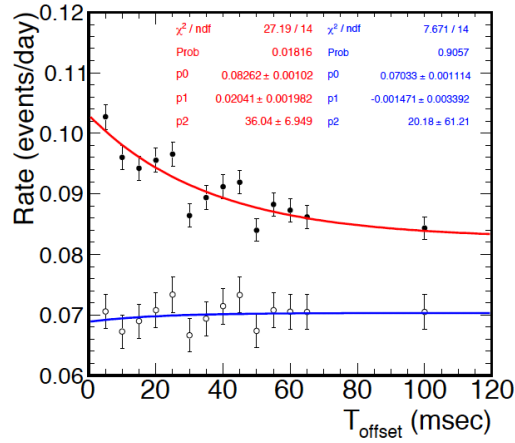


Figura 6.8: Distribución  $\Delta T$  y mejores ajustes de los sucesos seleccionados desplazando en intervalo de coincidencia (puntos blancos y línea azul) y la misma muestra sin aplicar el corte de correlación de los isótopos cosmogénicos (puntos negros y línea roja)[113].

$$(6.4) \quad f = N_B e^{-\frac{\Delta T}{\tau}} + c$$

Si se estima la contribución de este fondo antes de aplicar el corte de correlación de los isótopos cosmogénicos con muones, se obtiene un resultado de  $0.020 \pm 0.002$  sucesos al día, para un tiempo de vida del isótopo de  $(36 \pm 7)$  ms, compatible con la vida media del  $^{12}\text{B}$  (29 ms). Tras aplicar el corte, la frecuencia medida es cero porque este fondo se reduce prácticamente en su totalidad, como se observa en la distribución  $\Delta T$  de la muestra IBD, mostrada en la misma figura. En esta figura se realiza un ajuste lineal, cuya pendiente es compatible con cero. En el canal de hidrógeno se obtienen resultados equivalentes.

### Doble captura de neutrones

Las capturas de dos neutrones producidos por el mismo muón también son sucesos correlacionados, pero la señal del retroceso del protón que se produce durante la termalización de dichos neutrones produce que el corte de multiplicidad los rechace. Sin embargo, si el retroceso del protón no es seleccionado como *trigger* válido, la doble captura de neutrones puede ser parte de la contaminación presente en la muestra de antineutrinos. La probabilidad de que no se seleccione el retroceso del protón de un neutrón capturado en el blanco es despreciable pero no en el GC, por lo que esta contaminación puede estar presente en el canal de hidrógeno.

Para estimar esta contribución se tomaron aquellos sucesos seleccionados como antineutrinos y que adicionalmente tenían una señal rechazada por la preselección<sup>2</sup> en los 800  $\mu\text{s}$  que preceden la señal rápida. El espectro de la señal rápida obtenido con dicha muestra está enriquecido en la doble captura de neutrones y se muestra en la [figura 6.9](#). En esta distribución se identifican claramente dos contribuciones, la primera es el espectro IBD causado por coincidencias accidentales de las señales del antineutrino con un *trigger* no válido y la segunda es el pico de 2.2 MeV asociado a la captura del neutrón en hidrógeno que demuestra la existencia de la contaminación debida a la captura doble de neutrones en el canal de hidrógeno. El espectro de la [figura 6.9](#) se ajusta al espectro IBD (obtenido de la señal rápida seleccionada) y al pico de captura de hidrógeno (obtenido de la señal retardada), los dos parámetros libres corresponden a la normalización de estos dos histogramas. Esto corresponde a un valor del fondo de  $0.15 \pm 0.04$  sucesos al día.

La estimación de la doble captura produce un límite inferior ya que cuenta el número de dobles capturas precedidas por al menos un *trigger* no válido, sin embargo puede haber señales de retrocesos de protones que no produzcan ni siquiera dicho *trigger*. Se ha evaluado la eficiencia del sistema de disparo para una señal de retroceso

---

<sup>2</sup>Se utilizan las señales rechazadas en la preselección como indicador de una doble captura porque si no se ha observado el retroceso del protón es porque ha sido rechazado en la preselección, bien porque no alcanza los 0.4 MeV, bien porque interacciona muy cerca de los PMTs.

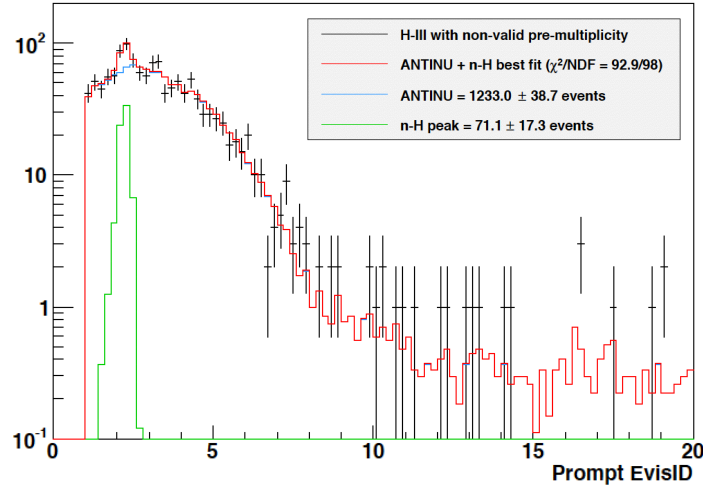


Figura 6.9: Espectro de la muestra enriquecida en dobles capturas de neutrones y el ajuste a dicho espectro de los espectros de la señal rápida y retardada de la muestra *ontime* [114].

de protones cuando se observa la doble coincidencia obteniéndose igual al 100 %. Por tanto, se estima que el fondo debido a dobles capturas en el canal de hidrógeno es de 0.2 sucesos al día. Esta contribución fue incluida en la estimación de  $\theta_{13}$ , pero su efecto fue despreciable, por lo que no es tomada en cuenta en el capítulo 7.

## 6.4. Resumen de la estimación de los fondos

La reducción de la contaminación en la muestra seleccionada y la precisión de la medida del fondo residual en la muestra de antineutrinos es uno de los mayores retos del experimento. La incertidumbre de la normalización del fondo es una de las principales contribuciones a la incertidumbre en la predicción de la señal. En concreto, el fondo  $\beta - n$  es el que mayor incertidumbre introduce,  $\sim 1\%$ , en ambos canales. Los neutrones rápidos y *stopping muons* introducen una incertidumbre de aproximadamente un 0.1 %, mientras que este error es despreciable en el caso del fondo accidental incluso en el canal de hidrógeno donde es el fondo que se encuentra en una mayor proporción. Teniendo en cuenta el número de señales IBD seleccionadas, el cociente señal-ruido en el canal de gadolinio es mayor que 20, mientras en el canal de hidrógeno no llega a 10. La estrategia del ajuste del espectro de la señal rápida para la medida de  $\theta_{13}$ , incluyendo regiones donde mayoritariamente solo se espera fondo permite constreñir más los valores del fondo residual y reducir su impacto en dicha medida. Un resumen de los resultados se muestra en la tabla 6.2.

FONDO	Frecuencia (día <sup>-1</sup> )	
	Canal de Gd	Canal de H
Isótopos cosmogénicos $\beta$ -n	$0.97^{+0.41}_{-0.16}$	$0.95^{+0.57}_{-0.33}$
FN y SM	$0.604 \pm 0.051$	$1.55 \pm 0.15$
Accidentales	$0.070 \pm 0.003$	$4.33 \pm 0.01$
TOTAL	$1.64^{+0.41}_{-0.17}$	$6.83^{+0.59}_{-0.36}$
S/B	23.16	9.67

Tabla 6.2: Resultados de las estimaciones del fondo.

## 6.5. Medida directa de los fondos

Una característica única de Double Chooz es que posee periodos de datos en los que todos los reactores están apagados. Ni Daya Bay, ni RENO disponen de esta ventaja porque utilizan seis reactores como fuente de antineutrinos en lugar de dos. Estos periodos confieren a Double Chooz la capacidad de medir los fondos en los datos de forma directa. La medida se obtiene aplicando los criterios de selección de antineutrinos a la muestra de datos recogidos con los reactores apagados. El tiempo útil de datos con los 2 reactores apagados es de 7.24 días en el canal de gadolinio y 7.15 días en el canal de hidrógeno. Los resultados de la medida directa se muestra en la [tabla 6.3](#), donde se observa que la incertidumbre estadística es elevada (un 38 % en el canal de gadolinio y un 13 % en el canal de hidrógeno) debido a la reducción de fondos tan eficaz que ha llevado a cabo Double Chooz, tanto a nivel de diseño como a nivel de análisis.

	Canal de Gd	Canal de H
Tiempo de vida útil (día)	7.24	7.15
Sucesos seleccionados	7	63
Frecuencia (día <sup>-1</sup> )	$0.97 \pm 0.37$	$8.8 \pm 1.1$

Tabla 6.3: Tiempo de vida, sucesos seleccionados como antineutrinos y su frecuencia en el periodo de toma de datos con los reactores apagados.

La medida directa de los fondos se comparará con su estimación para validar el modelo de fondos, pero hay que tener en cuenta dos diferencias: el funcionamiento del OV y la contribución de los antineutrinos residuales generados en los reactores. El tiempo medio que ha estado en funcionamiento el OV en el periodo de datos con los reactores apagados es diferente del tiempo medio que ha estado en funcionamiento en el conjunto de la toma de datos. Esta diferencia debe ser corregida para poder comparar la medida directa con el resultado de la estimación de fondos. Como el OV solo influye en los neutrones rápidos y los *stopping muons*, la corrección solo es necesaria en la estimación de dicho fondo y se aplica calculando el fondo total en cada uno de los tres estados de funcionamiento en los que puede estar el OV (apagado, funcionamiento de la parte inferior o funcionamiento completo) y ponderándolos por

el estado del OV durante la toma de datos sin reactores. La cantidad total estimada de los fondos en el periodo con los dos reactores apagados se muestra en la [tabla 6.4](#).

	Canal de Gd	Canal de H
Frecuencia ( $\text{día}^{-1}$ )	$1.56^{+0.41}_{-0.17}$	$6.72^{+0.61}_{-0.39}$

*Tabla 6.4:* Frecuencia estimada de los fondos para los datos recogidos con los reactores apagados.

Existe un flujo de antineutrinos generado por los residuos del combustible porque que contiene núcleos inestables con un tiempo de vida relativamente elevado. La contribución de los antineutrinos residuales se estima mediante la simulación MC a partir de la composición del combustible en el momento en el que se apaga el reactor. El código FISPACT[115] es un código que proporciona un inventario de los elementos presentes en el combustible de un reactor nuclear al final del ciclo a partir de los datos proporcionados por la central. El espectro de los antineutrinos emitidos se calcula a partir del inventario y de la información presente en la base de datos BESTIOLE[116]. La incertidumbre se obtiene como la diferencia entre el flujo estimado con FISPACT y los resultados de una simulación a partir del combustible crudo. El cantidad estimada de antineutrinos residuales es:  $0.22 \pm 0.06$  antineutrinos al día en el canal de gadolinio y  $0.38 \pm 0.11$  en el canal de hidrógeno.

La estimación de los fondos para el periodo de los reactores apagados más el flujo de antineutrinos residuales proporcionan la cantidad de sucesos que deberían observarse en la medida directa. Esta estimación y la medida directa se muestran en la [tabla 6.5](#).

	Frecuencia ( $\text{día}^{-1}$ )	
	Canal de Gd	Canal de H
ESTIMACIÓN	$1.78^{+0.41}_{-0.17}$	$7.10^{+0.62}_{-0.41}$
MEDIDA DIRECTA	$0.97 \pm 0.37$	$8.8 \pm 1.1$

*Tabla 6.5:* Frecuencias de los fondos más antineutrinos residuales y la medida directa para los dos canales.

En el canal de gadolinio, la medida directa muestra un déficit compatible a  $1.9\sigma$ , siendo una clara indicación de que no existen contribuciones adicionales a las consideradas en el modelo de fondo; los accidentales, isótopos cosmogénicos  $\beta$ -n y neutrones rápidos y *stopping muons* son suficientes para describir el fondo. En el caso del canal de hidrógeno, la medida directa muestra un exceso de  $1.4\sigma$ , incentivando el estudio realizado sobre las dobles capturas de neutrones ([sección 6.3.2](#)). En cualquier caso, la tensión entre los resultados se puede entender como una fluctuación estadística.





# Capítulo 7

## MEDIDA DE $\theta_{13}$

*“El sostén de todos mis sueños es la sabiduría colectiva de toda la humanidad.”  
Nelson Mandela*

La medida de  $\theta_{13}$  se obtiene de la comparación del número de sucesos IBD predichos y los observados en nuestro detector, obteniendo un resultado más preciso si se estudia a la vez el número de sucesos en función de la energía. En este capítulo, en primer lugar se va a mostrar el número de sucesos predichos y observados y sus incertidumbres en la [sección 7.1](#). En la [secciones 7.2](#) se describe un método de medida de  $\theta_{13}$  basado exclusivamente en el número de antineutrinos observados, el método de frecuencia modulada por la potencia de los reactores (RRM). La [sección 7.3](#) explica el método que utiliza tanto el número de antineutrinos observados como el espectro energético del positrón (R+S). Por último, en la [sección 7.4](#) se discuten los resultados. Esta discusión incluye la comparación de las medidas del fondo proporcionadas por los ajustes para la medida de  $\theta_{13}$  con las estimaciones previas.

### 7.1. Número de sucesos seleccionados

Double Chooz utiliza dos métodos diferentes para estimar  $\theta_{13}$ , el RRM y el R+S. El RRM incluye información sobre la cantidad de antineutrinos observados y los regímenes de operación de los reactores, mientras que el R+S utiliza la cantidad de antineutrinos observados y la variación de la oscilación con el parámetro L/E. Si se conoce el espectro energético con suficiente precisión, la variación de la oscilación con L/E permite alcanzar una sensibilidad en la medida mayor que si solo se usa la cantidad de antineutrino. Sin embargo, el método R+S es sensible al modelo de fondo, mientras que el RRM es independiente de él.

Se use el método que se use, el error en el número de antineutrinos observados y predichos limitan la precisión con la que se puede realizar al medida. El error sistemático asociado a la predicción del número de antineutrinos observados viene determinado por las incertidumbres en el flujo de antineutrinos ([sección 2.2](#)), en la eficiencia de detección ([sección 3.7](#)) y la incertidumbre asociada a la cantidad de fondo presente tras la selección ([sección 6.4](#)). Estas incertidumbres junto con la

estadística definen la sensibilidad con la que se puede determinar si se ha observado desaparición de antineutrinos o no, desaparición a partir de la cual se estima el valor del parámetro  $\theta_{13}$ .

La [tabla 7.1](#) muestra los sucesos seleccionados en datos para los 467.9 días de tiempo útil del canal de gadolinio y en los 462.7 días del canal de hidrógeno junto a la predicción de MC y los fondos estimados. Estos resultados muestran cómo los antineutrinos observados, tanto en el canal de gadolinio como en el canal de hidrógeno, muestran un déficit mayor a  $2\sigma$  respecto a la predicción. Dicho déficit puede ser interpretado como consecuencia de la oscilación de neutrinos. En la [tabla 7.1](#) también se muestran los errores estadísticos y sistemáticos. La incertidumbre en el flujo de antineutrinos es la dominante. Entre los fondos el que más error introduce es el correspondientes a los isótopos  $\beta$ -n. Además, se observa claramente que el error sistemático es mayor que el estadístico.

	canal de Gd		canal de H	
	Número de $\bar{\nu}_e$	Incert. (%)	Número de $\bar{\nu}_e$	Incert. (%)
MC de antineutrinos	17530	1.8	30090	2.0
Isótopos $\beta$ -n	447	1.1/-0.4	433	0.9/-0.5
FN-SM	278	0.13	706	0.2
Accidentales	32	0.01	1974	0.02
Predicción Total	18287	2.2/-1.8	33203	2.0/-1.9
Observados	17351	0.8 (est.)	31835	0.6 (est.)

**Tabla 7.1:** Valores e incertidumbres de los antineutrinos observados y su predicción, donde FN-SM hace referencia a neutrones rápidos y *stopping muons*.

Las incertidumbres de ambos canales son comparables, a pesar de que el detector no fue diseñado para realizar la medida con el canal de hidrógeno, lo que pone de manifiesto el gran esfuerzo realizado en el desarrollo de este análisis. Adicionalmente, esto permite obtener un resultado más preciso realizando una combinación de la información de ambos canales.

## 7.2. Modulación de la frecuencia de antineutrinos con la potencia del reactor

Este método se basa en la correlación entre la potencia de los reactores y la frecuencia de antineutrinos observados en los detectores. El método separa los datos en diferentes periodos en función de la potencia de los reactores y obtiene la frecuencia de antineutrinos para cada periodo, la cual es directamente proporcional a la potencia de los reactores. Por lo tanto, al representar la frecuencia de los antineutrinos observados,  $R_{obs}$ , en función de la frecuencia de los antineutrinos esperados,  $R_{esp}$  para los diferentes periodos, se obtendrá una recta de pendiente 1 en el caso

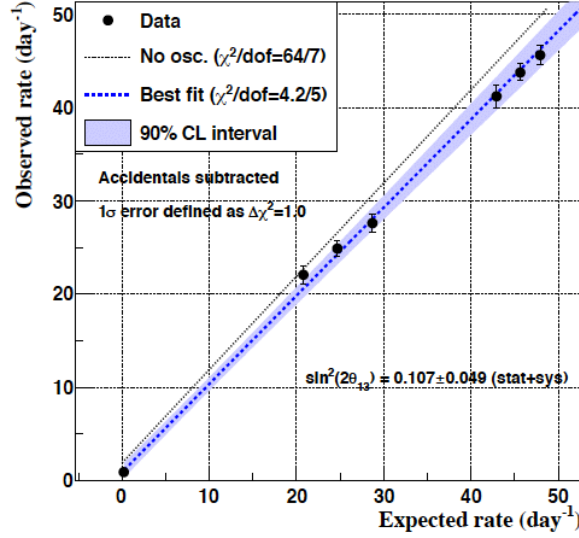


Figura 7.1: Primer ajuste RRM realizado por Double Chooz[117].

de que no exista ni oscilación, ni fondo. Los efectos de ambos procesos (oscilación y fondo) pueden observarse simultáneamente mediante un ajuste lineal. El fondo residual, al ser independientes de la potencia de los reactores, se manifiesta como una contribución constante, dando lugar a una ordenada en el origen distinta de cero. En cambio, la oscilación de antineutrinos debida a un valor no nulo de  $\theta_{13}$  modifica el valor de la pendiente, por lo que es posible medir  $\theta_{13}$  a partir del ajuste de una recta a la gráfica  $R_{obs}$  frente a  $R_{esp}$ , un ejemplo de este ajuste se muestra en la figura 7.1[117]. La función que se usa en el ajuste se muestra en la ecuación 7.1, donde B es la frecuencia total de sucesos de fondo;  $R_{\bar{\nu}_e}^{des}$  es la frecuencia de antineutrinos que desaparecen por la oscilación y  $\eta_{osc}$  es el factor de oscilación,  $\sin^2 \frac{L}{4E} \Delta m^2$ <sup>1</sup>, promediado sobre las energías y distancias de los antineutrinos emitidos por los reactores. Los parámetros que se dejan variar en el ajuste son B y  $\theta_{13}$ .

$$(7.1) \quad R_{\bar{\nu}_e}^{obs} = B + R_{\bar{\nu}_e}^{esp} - R_{\bar{\nu}_e}^{des} = B + (1 - \eta_{osc} \cdot \sin^2(2\theta_{13})) R_{\bar{\nu}_e}^{esp}$$

Se puede observar que para obtener la ecuación 7.1 no se ha asumido ningún modelo de fondo, definiendo modelo de fondo como el conjunto de hipótesis que se realizan para poder realizar la estimación del mismo: tipos de fondos tenidos en cuenta, mecanismos que producen cada tipo de fondo, suposiciones sobre la forma de los espectros, etc. Esta independencia es importante porque la discrepancia que pueda existir entre la realidad y el modelo no tiene ningún efecto en la medida de  $\theta_{13}$ , ni en la frecuencia total de fondos proporcionada por la ordenada en el origen.

<sup>1</sup>Escogiendo el valor de  $\Delta m^2$  proporcionado por MINOS[42]

### 7.2.1. Ajuste

Los dos reactores que utiliza Double Chooz son del mismo tipo y su distancia al detector es similar, por lo que los datos recogidos se dividen, principalmente, en dos grupos; aquellos en los que los dos reactores están produciendo energía y aquellos en los que solo un reactor está en funcionamiento. Sin embargo, la potencia de los reactores no siempre es la misma, lo que permite subdividir esos periodos para mejorar el ajuste utilizando un mayor número de puntos. Cada uno de los dos conjuntos de datos se ha subdividido en tres subconjuntos diferentes. Adicionalmente, como séptimo punto es posible utilizar los datos correspondientes a los periodos en los que ningún reactor está operando.

El mejor ajuste de estos puntos se encuentra a partir de la minimización de la función  $\chi^2$  de la [ecuación 7.2](#), donde  $\chi_{on}^2$  considera los datos recogidos cuando al menos un reactor está encendido,  $\chi_{off}^2$  incluye el periodo en que los reactores están apagados y  $\chi_{sist}^2$  introduce las incertidumbres sistemáticas.

$$(7.2) \quad \chi^2 = \chi_{on}^2 + \chi_{off}^2 + \chi_{sist}^2$$

El término  $\chi_{on}^2$  asume una incertidumbre gaussiana en el número de sucesos seleccionados en cada periodo, tomando la forma de la [ecuación 7.3](#), donde la suma se refiere a cada uno de los seis periodos de datos con una potencia diferente. En dicha expresión,  $\sigma_{stat,i}^2$  es la incertidumbre estadística de  $R_i^{obs}$ ,  $w_i$  es la fracción de los antineutrinos residuales esperados correspondiente al reactor apagado,  $k_i$  es la relación entre la incertidumbre de la potencia del reactor para el punto  $i$ -ésimo y la incertidumbre de la potencia máxima y  $\alpha_d$ ,  $\alpha_r$  y  $\alpha_{res}$  son parámetros que permiten introducir pequeñas perturbaciones debidas a las incertidumbres sistemáticas asociadas respectivamente a la detección, al flujo y a los antineutrinos residuales.

$$(7.3) \quad \chi_{on}^2 = \sum_i \frac{R_i^{obs} - (1 - \eta_{osc} \cdot \sin^2(2\theta_{13})) R_i^{esp} (1 + \alpha_d + k_i \alpha_r + w_i \alpha_{res}) - B}{\sigma_{stat,i}^2}$$

$\chi_{off}^2$  utiliza la probabilidad de Poisson para calcular cuánto se ha desviado el número de antineutrinos observados del esperado cuando los dos reactores están apagados, de forma que queda definido como aparece en la [ecuación 7.4](#), donde  $N^{obs}$  y  $N^{esp}$  son la cantidad de antineutrinos observados y esperados.

$$(7.4) \quad \chi_{off}^2 = 2 \left( N^{obs} \ln \frac{N^{obs}}{N^{esp}} + N^{esp} - N^{obs} \right)$$

$N^{esp}$  se obtiene como indica la [ecuación 7.5](#), siendo  $R^{res}$  la frecuencia de antineutrinos residuales y  $T_{2off}$  el tiempo de datos con los dos reactores apagados.

$$(7.5) \quad N^{esp} = \frac{1 - \eta_{osc} \cdot \sin^2(2\theta_{13})}{R^{res} (1 + \alpha_d + \alpha_{res}) + B} T_{2off}$$

$\chi_{sist}^2$  incluye los términos de penalización correspondientes a la desviaciones permitidas en la eficiencia de detección,  $\alpha_d$ ; el flujo de antineutrinos,  $\alpha_r$ , y los antineutrinos residuales,  $\alpha_{res}$ . Dichos términos se muestran en la [ecuación 7.6](#), donde se muestra que la penalización depende de los valores de las incertidumbres de las correspondientes magnitudes. La incertidumbre debida al flujo es  $\sigma_r = 1.7\%$ , la de los antineutrinos residuales es  $\sigma_{res} \approx 30\%$  y la que corresponde a la eficiencia de detección (incluyendo la incertidumbre del número de protones),  $\sigma_d = 0.6\%$  en el canal de gadolinio y  $\sigma_d = 1.0\%$  en el canal de hidrógeno. Estos valores se obtienen a partir de los datos de la [tabla 3.6](#) para la eficiencia de detección y el flujo y de la [sección 6.5](#) para los antineutrinos residuales.

$$(7.6) \quad \chi_{sist}^2 = \frac{\alpha_d^2}{\sigma_d^2} + \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \frac{\alpha_{res}^2}{\sigma_{res}^2}$$

Si se desea, se puede incluir la información proporcionada por el modelo de fondo en el método RRM mediante este término, tal como se indica en la [ecuación 7.7](#), donde  $B_{esp}$  es la cantidad de fondo estimada y  $\sigma_B$  es la incertidumbre asociada a ellos ([tabla 6.2](#)). En este caso la medida de  $\theta_{13}$  ya no es independiente del modelo de fondo pero al constreñir el parámetro B la medida de  $\theta_{13}$  es más precisa.

$$(7.7) \quad \chi_{sist}^2 = \frac{\alpha_d^2}{\sigma_d^2} + \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \frac{\alpha_{res}^2}{\sigma_{res}^2} + \frac{(B - B^{esp})^2}{\sigma_B^2}$$

### 7.2.2. Resultados

El ajuste se ha realizado para los dos canales, utilizando como  $\chi_{sist}^2$  tanto la expresión de la [ecuación 7.6](#) (medida independiente del modelo de fondo) como la expresión de la [ecuación 7.7](#) (medida utilizando la estimación previa de los fondos). Los resultados se muestran en las [tablas 7.2 y 7.3](#). Se observa que la medida de  $\theta_{13}$  es similar para ambos canales cuando se utiliza la estimación previa de los fondos, mientras que se alejan casi  $2\sigma$  cuando la frecuencia de los mismos puede variar libremente. El valor de la frecuencia del fondo proporcionado por el ajuste es menor que la estimación en el canal de gadolinio y mayor en el canal de hidrógeno. Hay que recordar que se estimó una frecuencia para el fondo de  $1.64_{-0.21}^{+0.46}$  sucesos al día para el canal de gadolinio y  $6.83_{-0.36}^{+0.59}$  para el de hidrógeno.

Canal de Gadolinio	Medida independiente del modelo de fondo	Medida con la estimación previa del fondo
$\chi^2/\text{dof}$	1.9/5	4.2/6
$\sin^2(2\theta_{13})$	$0.060 \pm 0.039$	$0.090^{+0.034}_{-0.035}$
B ( $\text{día}^{-1}$ )	$0.93^{+0.43}_{-0.36}$	$1.56^{+0.18}_{-0.16}$

Tabla 7.2: Resultados del RRM en el canal de gadolinio.

Canal de Hidrógeno	Medida independiente del modelo de fondo	Medida con la estimación previa del fondo
$\chi^2/\text{dof}$	5.6/5	7.4/6
$\sin^2(2\theta_{13})$	$0.120^{+0.042}_{-0.043}$	$0.095^{+0.038}_{-0.039}$
B ( $\text{día}^{-1}$ )	$8.23^{+0.88}_{-0.87}$	$7.27 \pm 0.049$

Tabla 7.3: Resultados del RRM en el canal de hidrógeno.

La representación gráfica de los ajustes independientes del modelo de fondo se muestra en la [figura 7.2](#) para el canal de gadolinio y en la [figura 7.3](#) para el canal de hidrógeno. En ambos casos, los datos se muestran mediante puntos negros y el mejor ajuste como una línea discontinua azul. La incertidumbre del ajuste está indicada mediante una región azul claro, la cual no incluye la línea punteada gris que representa el mejor ajuste en el caso de que no existiese oscilación.

### 7.2.3. Resultados combinados

Las muestras de los canales de gadolinio e hidrógeno están relacionadas de igual modo con la potencia de los reactores y sus errores sistemáticos están correlacionados en gran parte y, por lo tanto, no son independientes. A pesar de ello, su combinación permite mejorar ligeramente el resultado de la medida de  $\theta_{13}$ . Esta combinación consiste en utilizar el mismo valor de  $\sin^2(2\theta_{13})$  para ajustar los datos de ambos canales. La función  $\chi^2$  que se utiliza para este ajuste simultáneo no es la suma de las funciones de ambos canales porque hay contribuciones sistemáticas correlacionadas total o parcialmente entre ambos conjuntos de datos y se incluye la estimación del fondo en el ajuste. La correlación entre las incertidumbres de los dos conjuntos de datos son las siguientes: las incertidumbres debidas al flujo del reactor y a los neutrinos residuales están totalmente correlacionadas, mientras que las incertidumbres asociadas al fondo y a la detección<sup>2</sup> están totalmente no correlacionadas. El resultados bajo estas condiciones es el que aparece en la [tabla 7.4](#) y su representación gráfica en la [figura 7.4](#). Se puede observar que la nueva medida de  $\theta_{13}$  es ligeramente más precisa que la medida usando únicamente el canal de gadolinio.

<sup>2</sup>Podría existir correlación en la incertidumbre de detección en blanco, que corresponde a un 30% de la masa de los volúmenes centelladores. Siendo conservadores y asumiendo que en dicho volumen se produce una correlación total, la máxima correlación que podría existir es el 30%. La variación en el resultado de  $\theta_{13}$  utilizando esta hipótesis es despreciable.

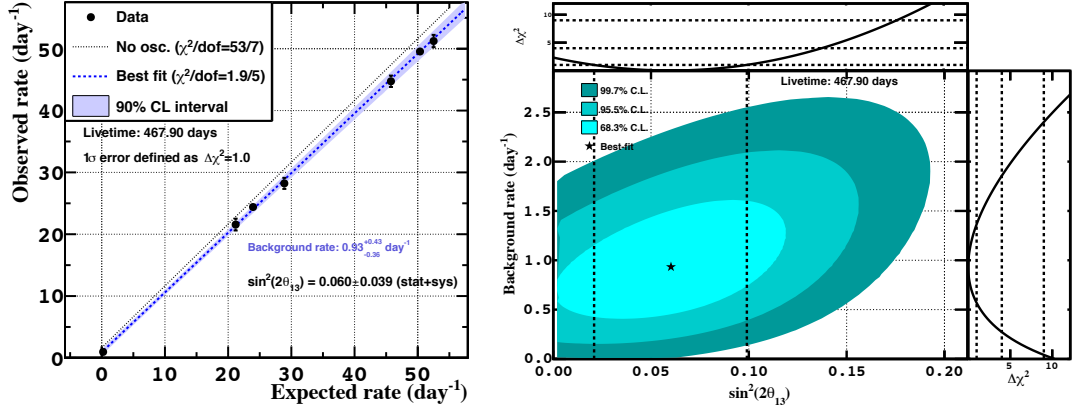


Figura 7.2: Ajuste RRM del canal de gadolinio. En la parte izquierda se muestra la frecuencia de antineutrinos observados respecto a la frecuencia de antineutrinos esperados para los diferentes periodos de datos (puntos negros), el mejor ajuste (línea discontinua azul) y su incertidumbre (región azul claro) y el mejor ajuste en si no existe oscilación (línea punteada negra). La imagen derecha muestra los valores de los dos parámetros ajustados sin restricciones ( $\sin(2\theta_{13})$  y frecuencia del fondo) y los intervalos de confianza de los mismos[118].

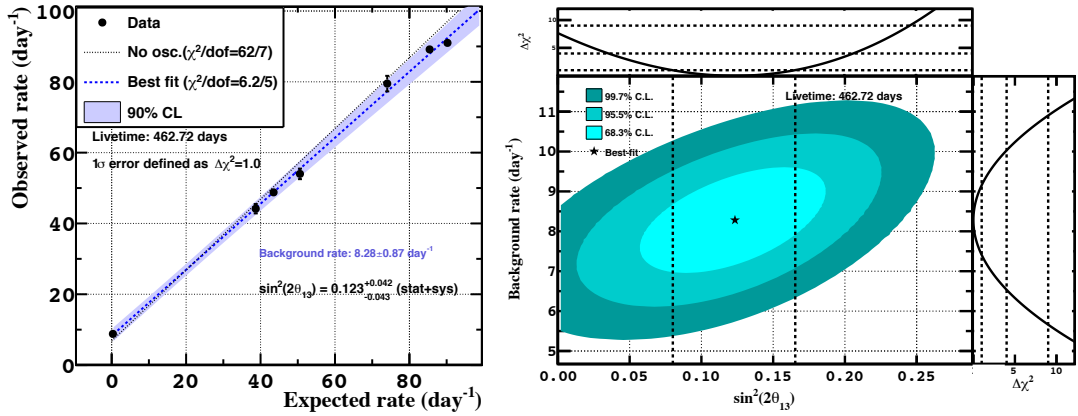


Figura 7.3: Ajuste RRM del canal de hidrógeno. En la parte izquierda se muestra la frecuencia de antineutrinos observados respecto a la frecuencia de antineutrinos esperados para los diferentes periodos de datos (puntos negros), el mejor ajuste (línea discontinua azul) y su incertidumbre (región azul claro) y el mejor ajuste en si no existe oscilación (línea punteada negra). La imagen derecha muestra los valores de los dos parámetros ajustados sin restricciones ( $\sin(2\theta_{13})$  y frecuencia del fondo) y los intervalos de confianza de los mismos[119].

Resultados del ajuste	
$\chi^2/\text{dof}$	11/13
$\sin^2(2\theta_{13})$	$0.088 \pm 0.033$
B en el canal de gadolinio ( $\text{día}^{-1}$ )	$1.57 \pm 0.16$
B en el canal de hidrógeno ( $\text{día}^{-1}$ )	$7.22 \pm 0.43$

Tabla 7.4: Resultados del método RRM combinando los datos de ambos canales.

### 7.3. Ajuste del espectro energético del positrón

El otro método de medida de  $\theta_{13}$  consiste en ajustar el espectro energético de la señal rápida de la muestra seleccionada de antineutrinos a la suma de los espectros



esperados para los antineutrinos y para los fondos, donde el número de antineutrinos esperados incluye el efecto de la oscilación en función de  $L/E$ . La ecuación 7.8 recuerda la forma de la probabilidad de supervivencia, mostrando la sensibilidad de dicha probabilidad al parámetro  $L/E$ . Además, extendiendo el espectro hasta 20 MeV, más allá de la máxima energía de los antineutrinos producidos en los reactores,  $\sim 8$  MeV, es posible la separación estadística de las señales de los antineutrinos del reactor de la contribución del fondo.

$$(7.8) \quad P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \frac{L}{4E} \Delta m_{13}^2$$

En este método, además de las incertidumbres en el número de antineutrinos que se han mencionado anteriormente, también hay que tener en cuenta la incertidumbre en la forma de los espectros del MC de antineutrinos y de los fondos.

La incertidumbre del espectro del MC proviene de la incertidumbre del espectro que se utiliza para generar la energía de los antineutrinos en la simulación. La distribución de energía utilizada ( $n^{IBD}(E)$ ) depende de la sección eficaz de la reacción IBD,  $\sigma_{IBD}(E)$ , y del espectro acumulado de todos los antineutrinos emitidos por los reactores,  $S(E)$ . Como se vio en el capítulo 2, esta es la mayor fuente de incertidumbre del experimento.

También puede haber diferencias entre el espectro medido y la predicción debido a la escala de energía. Después de aplicar los factores de corrección mostrados en la sección 2.5.2, puede quedar un sesgo residual en la energía de la simulación MC que se tiene en cuenta en el ajuste del espectro. Como se vio en la sección 2.5.2, a la energía visible (fruto del producto de la carga recogida en fotoelectrones y el factor de conversión fotoelectrón-MeV) se le aplica una corrección de uniformidad,  $f_u$ , tanto a los datos como a MC, que no depende de la energía. Adicionalmente, a los datos también se les aplica una corrección de estabilidad,  $f_{st}$ , que tampoco depende de la energía. A pesar de que solo se aplica a los datos, el impacto de su incertidumbre en el ajuste se introduce en la energía del MC. Además, se aplica una última corrección al MC debida a la no linealidad en la luz,  $f_{nl-l}$ , y la no linealidad en la carga,  $f_{nl-q}$ , ambas dependientes de la energía, como se mostró en la ecuación 2.22. El sesgo residual se ha tenido en cuenta dejando variar la energía visible del MC en el ajuste ( $E_{ajuste}^{MC}$ ) dentro del error de las correcciones, ecuación 7.9. Considerando la dependencia de la energía de las incertidumbres de los factores, la ecuación 7.9 se puede escribir como un polinomio cuadrático (ecuación 7.10). Los valores de los coeficientes de la parametrización y sus correlaciones se muestran en la tabla 7.5<sup>3</sup>.

$$(7.9) \quad E_{ajuste}^{MC} = E^{MC} \delta f_u \delta f_{st} \delta f_{nl-q} E^{MC} \delta f_{nl-l} E^{MC}$$

$$(7.10) \quad E_{ajuste}^{MC} = a + b E^{MC} + c E^{MC^2}$$

<sup>3</sup>Los parámetros  $a'$ ,  $b'$  y  $c'$  son los parámetros que se introducen en el ajuste, donde se les permite variar constreñidos por su error.

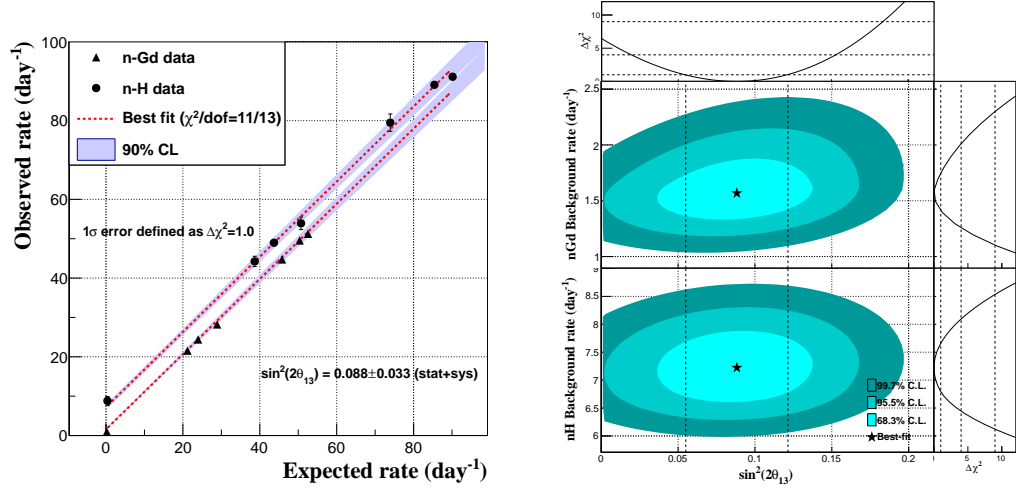


Figura 7.4: Ajuste RRM de los datos de ambos canales. En la parte izquierda se muestra la frecuencia de antineutrinos observados respecto a la frecuencia de antineutrinos esperados para los diferentes periodos de datos (puntos negros), el mejor ajuste (línea discontinua azul) y su incertidumbre (región azul claro) y el mejor ajuste en si no existe oscilación (línea punteada negra). La imagen derecha muestra los valores de los dos parámetros ajustados sin restricciones ( $\sin^2(2\theta_{13})$  y frecuencia del fondo) y los intervalos de confianza de los mismos[119].

Parámetro	Gd		H		
a (MeV)	-0.027		0.000		
b	1.012		1.004		
c (MeV <sup>-1</sup> )	-0.0001		-0.0001		
Errores	Gd	H	Correlaciones	Gd	H
$\sigma_a$ (MeV <sup>-1</sup> )	0.006	0.067	$\rho_{a-b}$ (MeV <sup>-1</sup> )	-0.3	0
$\sigma_b$	0.008	0.022	$\rho_{a-c}$	7.1·10 <sup>-3</sup>	0
$\sigma_c$ (MeV)	0.0006	0.0006	$\rho_{b-c}$ (MeV)	-0.29	-0.1

Tabla 7.5: Parámetros de la escala de energía en el ajuste del espectro del positrón y sus correlaciones.

En cuanto al espectro de los fondos, las figuras 4.6 y 6.4 muestran los espectros obtenidos a partir de los datos para el fondo accidental y los isótopos  $\beta$ -n respectivamente. El espectro del fondo accidental tiene una precisión muy alta, especialmente a baja energía, la región más relevante para la medida. El espectro del fondo  $\beta$ -n también es obtenido de los datos sumando los espectros de los canales de gadolinio e hidrógeno para tener más estadística. En el caso del resto de fondos correlacionados (*stopping muons* y neutrones rápidos) la forma es establecida por muestras obtenidas gracias a los vetos internos y externos. En el canal de gadolinio se considera que el espectro es plano, por lo que no se introduce ningún error asociado a su forma (el error es exclusivo de la normalización), mientras que en el canal de hidrógeno, el espectro es una exponencial descrita por unos parámetros cuyo error es el que determina la incertidumbre del espectro.

El ajuste de estos espectros se realiza mediante la minimización de la función  $\chi^2$  que aparece en la ecuación 7.11. El término correspondiente a los datos cuando

los dos reactores están apagados,  $\chi_{Off}^2$ , es igual al que se mostró en la [ecuación 7.4](#) para el caso RRM. El término correspondiente a los datos en los que algún reactor está encendido se muestra en la [ecuación 7.12](#), donde  $N_i^{obs}$  y  $N_i^{pred}$  son el número de candidatos observados y predichos en el intervalo  $i$  respectivamente. Los espectros se dividen en 40 intervalos de energía en el canal de gadolinio y 38 en el canal de hidrogeno. Dichos intervalos se muestran en la [tabla 7.6](#). La desaparición de antineutrinos debida a la oscilación está tenida en cuenta en  $N_i^{pred}$  de acuerdo a la [ecuación 7.13](#), donde los términos  $\alpha_x N_i^x$  se refieren a la contribución esperada del fondo  $x$  en cada intervalo de energía  $i$  y  $\alpha_x$  está relacionada con la incertidumbre en la normalización de cada fondo,  $P_{i,R}^{sup}(\theta_{13}, \Delta m_{13}^2)$  es la probabilidad de supervivencia de los antineutrinos ([ecuación 7.8](#)) y  $N_{i,R}^{MC\bar{\nu}_e}$  es la cantidad de antineutrinos debidos al reactor R que predice la simulación en el intervalo  $i$ .

$$(7.11) \quad \chi^2 = \chi_{on}^2 + \chi_{off}^2 + \chi_{Sist}^2$$

$$(7.12) \quad \chi_{on}^2 = \sum_i \sum_j \left( N_i^{pred} - N_i^{obs} \right) M_{ij}^{-1} \left( N_j^{pred} - N_j^{obs} \right)$$

$$(7.13) \quad N_i^{pred} = \sum_{R=1,2} P_{i,R}^{sup}(\theta_{13}, \Delta m_{13}^2) N_{i,R}^{MC\bar{\nu}_e}(a, b, c) + \alpha_{FN-SM} N_i^{FN} + \alpha_{\beta-n} N_i^{\beta-n} + \alpha_{acc} N_i^{acc}$$

$N_{i,R}^{MC\bar{\nu}_e}$  es además función de los tres coeficientes  $a$ ,  $b$  y  $c$  usados para modelizar  $E_{ajuste}^{MC}$  en el ajuste ([ecuación 7.10](#)).  $a$ ,  $b$  y  $c$  se introducen en el  $\chi^2$  mediante términos de penalización que los constrinen a sus valores centrales,  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , mostrados en la [tabla 7.5](#), teniendo en cuenta sus incertidumbres,  $\sigma_a$ ,  $\sigma_b$ ,  $\sigma_c$  y sus correlaciones  $\rho_{a-b}$ ,  $\rho_{a-c}$ ,  $\rho_{b-c}$  (también mostradas en dicha tabla), mediante una matriz de covarianza 3x3 descrita más adelante.

El último elemento que aparece en la [ecuación 7.12](#) es  $M_{ij}$ .  $M_{ij}$  es una matriz de covarianza donde se incluyen las incertidumbres estadísticas y sistemáticas en cada intervalo y las correlaciones entre ellos. La matriz está formada por las matrices que se indican en la [ecuación 7.14](#), donde  $M_{ij}^{stat}$  y  $M_{ij}^{acc(stat)}$  son matrices diagonales que incluyen la incertidumbre estadística de los sucesos seleccionados como antineutrinos y la componente estadística del fondo accidental.  $M_{ij}^r$  incluye la incertidumbre en la predicción del flujo de antineutrinos producidos en los reactores.  $M_{ij}^{efic}$  incluye la incertidumbre de la eficiencia de detección. Esta matriz está definida como  $M_{ij}^{efic} = \sigma_d^2 N_i^{pred} N_j^{pred}$ , donde  $\sigma_d$  es la incertidumbre relativa de detección, cuyos valores fueron mostrados en la [sección 7.2.1](#) (0.6 % en el canal de gadolinio y 1.0 % en el de hidrógeno). Por último,  $M_{ij}^{\beta-n}$  es la incertidumbre de la forma del espectro  $\beta$ -n que se obtiene a partir del espectro del  $^9\text{Li}$  como se muestra en la referencia [\[120\]](#).

$$(7.14) \quad M_{ij} = M_{ij}^{stat} + M_{ij}^r + M_{ij}^{efic} + M_{ij}^{\beta-n} + M_{ij}^{acc(stat)}$$

Rangos de energía (MeV)	[0.5, 8)/[1, 8)	[8, 10)	[10, 12)	[12, 20)
Anchura del intervalo (MeV)	0.25	0.5	1	2
Número de intervalos	30/28	4	2	4

**Tabla 7.6:** Intervalos de energía utilizados para construir el espectro del positrón utilizado en el método de medida R+S. Cuando los datos del canal de gadolinio y del canal de hidrógeno son diferentes se indican los dos valores separados por una barra inclinada, el que aparece en primer lugar es el correspondiente al canal de gadolinio.

Por último, el término  $\chi_{sist}^2$ , [ecuación 7.15](#), es el encargado de constreñir los valores de los efectos sistemáticos (que no hayan sido tenidos en cuenta previamente en la matriz de covarianza) con los que se corrige  $N_i^{pred}$  de acuerdo a la correspondiente incertidumbre. Estas incertidumbres sistemáticas son: la asociada a  $\Delta m_{13}^2$ , para la que se toma el valor central y el error proporcionado por el experimento MINOS[42]; la incertidumbre en el número de antineutrinos residuales cuando los dos reactores están apagados,  $\alpha_{res}$ ; las incertidumbres en la escala de energía representada por los tres parámetros  $\epsilon_a$ ,  $\epsilon_b$  y  $\epsilon_c$  ( $\epsilon_x = x - x$ ) y, finalmente, incertidumbres asociadas a la normalización de los fondos que son la incertidumbre en la frecuencia de los fondos correlacionados y la componente sistemática del fondo accidental.

$$(7.15) \quad \chi_{Sist}^2 = \left( \frac{\Delta m_{13}^2 - \Delta m_{MINOS}^2}{\sigma_{MINOS}} \right)^2 + \left( \frac{\alpha_{res} - 1}{\sigma_{res}} \right)^2 + \left( \frac{\alpha_{FN-SM} - 1}{\sigma_{FN-SM}} \right)^2 + \left( \frac{\alpha_{\beta-n} - 1}{\sigma_{\beta-n}} \right)^2 + \left( \frac{\alpha_{acc} - 1}{\sigma_{acc(syst)}} \right)^2 +$$

$$(\epsilon_a, \epsilon_b, \epsilon_c) \begin{pmatrix} \sigma_a^2 & \rho_{ab}\sigma_a\sigma_b & \rho_{ac}\sigma_a\sigma_c \\ \rho_{ab}\sigma_a\sigma_b & \sigma_b^2 & \rho_{bc}\sigma_b\sigma_c \\ \rho_{ac}\sigma_a\sigma_c & \rho_{bc}\sigma_b\sigma_c & \sigma_c^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \epsilon_a \\ \epsilon_b \\ \epsilon_c \end{pmatrix}$$

El canal de hidrógeno requiere un término adicional en  $\chi_{Sist}^2$  debido a la forma del espectro de los *stopping muons* y neutrones rápidos. En este caso, la forma del espectro se parametriza mediante la función exponencial de la [ecuación 7.16](#), de modo que los errores de los parámetros  $p_0$ ,  $p_1$  y  $p_2$  ( $\sigma_{p_0}$ ,  $\sigma_{p_1}$ ,  $\sigma_{p_2}$ ) y las correlaciones entre ellos ( $\rho_{p_i p_j}$ ) son tenidos en cuenta mediante el término de la [ecuación 7.17](#).

$$(7.16) \quad \frac{\partial N}{\partial E} = p_0 + p_1 e^{-p_2 E}$$

$$(7.17) \quad (p_0, p_1, p_2) \begin{pmatrix} \sigma_{p_0}^2 & \rho_{p_0 p_1} \sigma_{p_0} \sigma_{p_1} & \rho_{p_0 p_2} \sigma_{p_0} \sigma_{p_2} \\ \rho_{p_0 p_1} \sigma_{p_0} \sigma_{p_1} & \sigma_{p_1}^2 & \rho_{p_1 p_2} \sigma_{p_1} \sigma_{p_2} \\ \rho_{p_0 p_2} \sigma_{p_0} \sigma_{p_2} & \rho_{p_1 p_2} \sigma_{p_1} \sigma_{p_2} & \sigma_{p_2}^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} p_0 \\ p_1 \\ p_2 \end{pmatrix}$$

De cara al objetivo de esta tesis, es importante destacar que el método R+S trata de forma diferente a los tres tipos de fondo tenidos en cuenta (considerando neutrones rápidos y *stopping muons* como un único tipo). El parámetro del ajuste para el fondo accidental,  $\alpha_{acc}$ , está constreñido solo por la componente sistemática de la incertidumbre, ya que está totalmente correlacionada entre intervalos, mientras que la parte estadística no está correlacionada entre estos y, por tanto, ha sido incluida en la matriz de covarianza. Esta incertidumbre es la que se incluye en el término  $\chi^2_{Sist}$  mediante el término  $(\alpha_{acc} - 1 / \sigma_{acc(syst)})^2$ . Para los isótopos  $\beta$ -n solo se incluye la incertidumbre en la frecuencia total de este fondo. La matriz de covarianza incluía el error en la forma del espectro. Por último, para los neutrones rápidos y *stopping muons*, el término  $\chi^2_{Sist}$  incluye la incertidumbre en la normalización total del fondo. Además, en el caso del canal de hidrógeno, hay que tener en cuenta las incertidumbres en los parámetros que definen la forma exponencial del espectro:  $p_0$ ,  $p_1$  y  $p_2$ .

### 7.3.1. Resultados

**Canal de gadolinio:** El resultado de la medida de  $\theta_{13}$  se muestra en la [ecuación 7.18](#) al 68 % de nivel de confianza para un valor de  $\chi^2/ndf$  de 52.2/40. El valor de  $\theta_{13}$  proporcionado por esta medida se encuentra a más de  $3\sigma$  de 0. La [figura 7.5](#) muestra el espectro de energía de la señal rápida junto con la predicción para el mejor ajuste y para el caso de no oscilación, así como la componente del fondo. En la [figura 7.6](#) se muestra el cociente de los datos sobre la hipótesis de no oscilación después de sustraer el fondo.

$$(7.18) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.090^{+0.032}_{-0.029}$$

Los resultados del ajuste para todos los parámetros que se han dejado variar en el mismo se muestran en la [tabla 7.7](#). Se observa que el número de sucesos de fondo obtenido tras el ajuste es ligeramente menor que la estimación, principalmente debido a los isótopos cosmogénicos  $\beta$ -n. El fondo obtenido con el método RRM también era menor que el estimado. Como comprobación, se realiza un nuevo ajuste en el que se deja sin constreñir la frecuencia de los isótopos  $\beta$ -n y de los *stopping muons* y neutrones rápidos. Los resultados de este nuevo ajuste se muestran en la [tabla 7.8](#), obteniéndose un valor para  $\theta_{13}$  consistente con el anterior a pesar de que la frecuencia de los fondos es considerablemente menor. Esto indica que la medida de  $\theta_{13}$  es robusta y que el impacto de la frecuencia del fondo en la misma es pequeño.

**Canal de hidrógeno:** El resultado de este canal al 68 % de nivel de confianza se muestra en la [ecuación 7.19](#). El  $\chi^2/ndf$  del ajuste es 69.4/38. La [figura 7.7](#) muestra el espectro de energía de la señal rápida junto con la predicción del mejor ajuste y la componente del fondo. En la [figura 7.8](#) se muestra el cociente de los datos sobre la hipótesis de no oscilación después de sustraer el fondo.

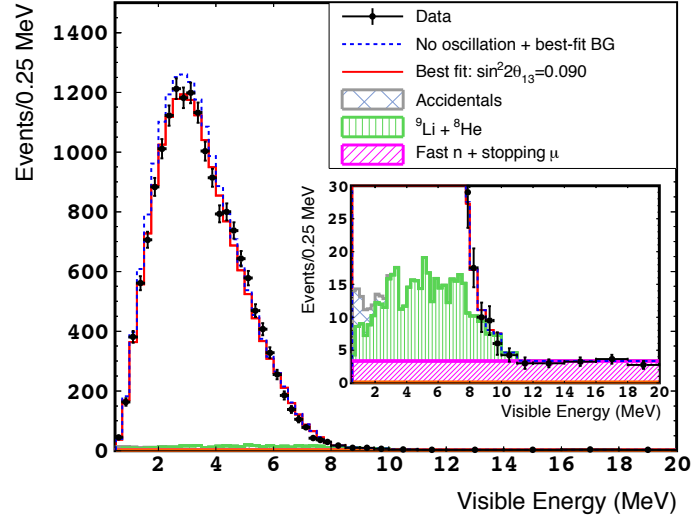


Figura 7.5: Espectro de energía de la señal rápida en el canal de gadolinio, junto con la predicción del mejor ajuste y la componente del fondo. En el recuadro interior aparece una ampliación para poder observar la forma de los espectros de los fondos en el ajuste.[45].

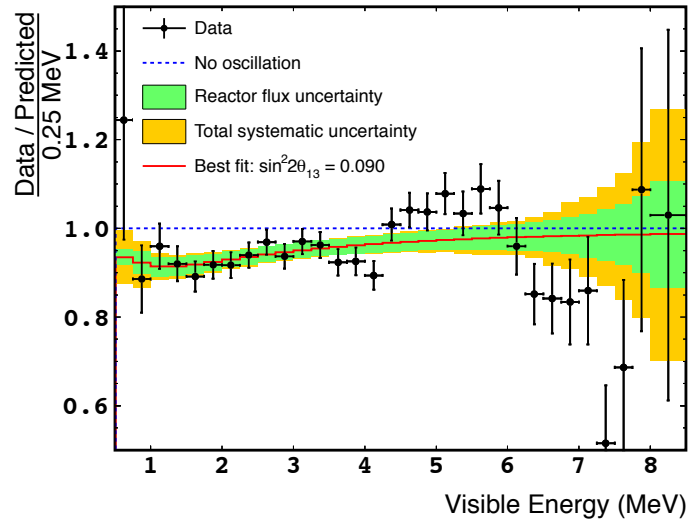


Figura 7.6: Cociente de los datos sobre la hipótesis de no oscilación después de sustraer el fondo en el canal de gadolinio. La predicción del cociente hecha a partir del valor de  $\theta_{13}$  obtenido del ajuste se muestra en la línea roja[45].

$$(7.19) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.124^{+0.030}_{-0.039}$$

Los resultados del ajuste para todos los parámetros que se han dejado variar en el mismo se muestran en la [tabla 7.9](#). En este canal, el comportamiento del fondo es el contrario al del canal de gadolinio, el número de sucesos de fondo obtenido tras el ajuste es ligeramente mayor que la estimación, principalmente debido a los isótopos

cosmogénicos  $\beta$ -n. El fondo obtenido con el método RRM también era mayor que el estimado. Si se realiza un nuevo ajuste sin constreñir los fondos se extraen las mismas conclusiones que en el canal de gadolinio: la incertidumbre en la frecuencia de los fondos está fuertemente suprimida en el ajuste R+S por la información de la forma del espectro.

Parámetro	Valor de entrada	Resultado
$\Delta m_{13}^2$ ( $10^{-3}$ eV <sup>2</sup> )	$2.44^{+0.09}_{-0.10}$	$2.44^{+0.09}_{-0.10}$
$\bar{\nu}_e$ residuales	$1.57 \pm 0.47$	$1.48 \pm 0.47$
FN-SM (día <sup>-1</sup> )	$0.604 \pm 0.051$	$0.568^{+0.038}_{-0.037}$
$\beta$ -n (día <sup>-1</sup> )	$0.97^{+0.41}_{-0.16}$	$0.74 \pm 0.13$
Accidentales (día <sup>-1</sup> )	$0.0701 \pm 0.0026$	$0.0703 \pm 0.0026$
$\epsilon_a$ (MeV)	$0 \pm 0.006$	$0.001^{+0.006}_{-0.005}$
$\epsilon_b$	$0 \pm 0.008$	$-0.001^{+0.004}_{-0.006}$
$\epsilon_c$ (MeV <sup>-1</sup> )	$0 \pm 0.0006$	$-0.0005^{+0.0007}_{-0.0005}$

Tabla 7.7: Resultados del ajuste del espectro del positrón en el canal de gadolinio.

Parámetro	Resultado
$\chi^2$	46.9/38
$\sin^2(2\theta_{13})$	$0.088^{+0.030}_{-0.031}$
FN-SM (día <sup>-1</sup> )	$0.541^{+0.052}_{-0.048}$
$\beta$ -n (día <sup>-1</sup> )	$0.49^{+0.16}_{-0.14}$

Tabla 7.8: Valor de  $\theta_{13}$  y de los fondos cuya normalización se ha dejado libre en el test realizado por Double Chooz.

Parámetro	Estimación previa	Resultado
$\Delta m_{13}^2$ ( $10^{-3}$ eV <sup>2</sup> )	$2.44^{+0.09}_{-0.10}$	$2.44^{+0.09}_{-0.10}$
$\bar{\nu}_e$ residuales	$2.73 \pm 0.82$	$2.81 \pm 0.82$
FN-SM (día <sup>-1</sup> )	$1.55 \pm 0.15$	$1.62 \pm 0.10$
$\beta$ -n (día <sup>-1</sup> )	$0.95^{+0.57}_{-0.33}$	$1.60^{+0.21}_{-0.24}$
Accidentales (día <sup>-1</sup> )	$4.334 \pm 0.011$	$4.334 \pm 0.011$
$\epsilon_a$ (MeV)	$0 \pm 0.067$	$-0.008^{+0.028}_{-0.020}$
$\epsilon_b$	$0 \pm 0.022$	$-0.007^{+0.007}_{-0.009}$
$\epsilon_c$ (MeV <sup>-1</sup> )	$0 \pm 0.0006$	$-0.0005^{+0.0006}_{-0.0005}$
$p_0$ (MeV <sup>-1</sup> )	$12.52 \pm 1.36$	$12.33 \pm 1.34$
$p_1$ (MeV <sup>-1</sup> )	$0.042 \pm 0.015$	$0.037^{+0.015}_{-0.013}$
$p_2$ (MeV <sup>-1</sup> )	$0.79 \pm 1.39$	$0.39^{+1.48}_{-1.30}$

Tabla 7.9: Resultados del ajuste del espectro del positrón en el canal de hidrógeno.

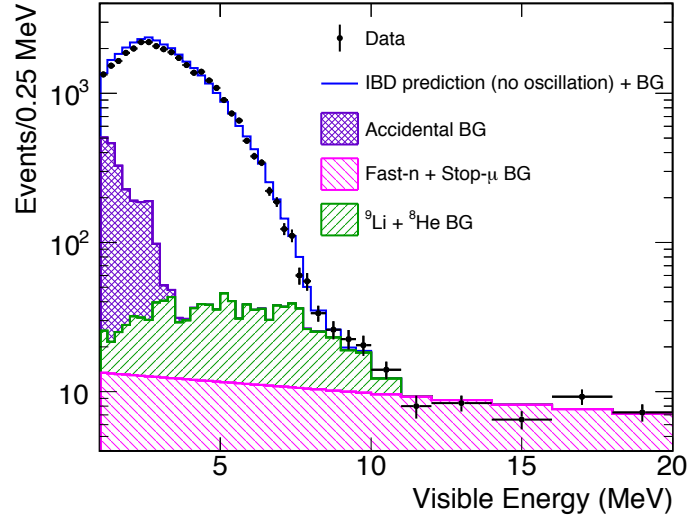


Figura 7.7: Espectro de energía de la señal rápida en el canal de hidrógeno, junto con la predicción del mejor ajuste y la componente del fondo[91].

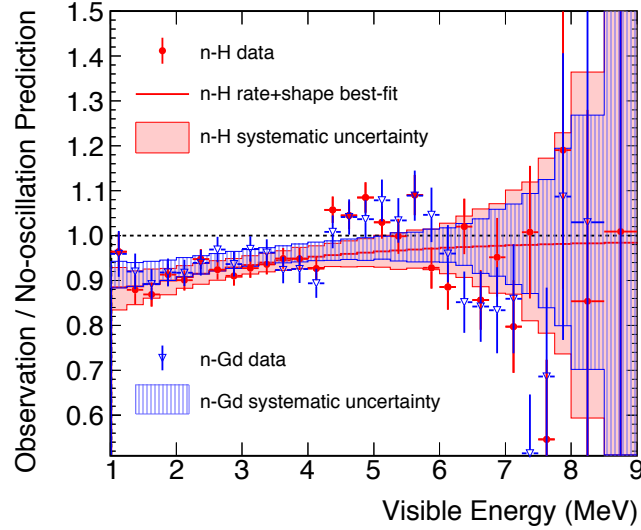


Figura 7.8: Cociente de los datos sobre la hipótesis de no oscilación después de sustraer el fondo en el canal de hidrógeno. La predicción del cociente hecha a partir del valor de  $\theta_{13}$  obtenido del ajuste se muestra en la línea roja[91].

## 7.4. Discusión de resultados

### 7.4.1. Medida de $\theta_{13}$

Un resumen de todos los resultado de  $\sin^2(2\theta_{13})$  utilizando datos de un solo detector se muestran en la [tabla 7.10](#). El mejor resultado es el obtenido con el ajuste del espectro del positrón en el canal de gadolinio y es compatible con todos los demás en menos de  $1\sigma$ .



Método	Canal de gadolinio	Canal de hidrógeno
RRM (independiente)	$0.060 \pm 0.39$	$0.120^{+0.042}_{-0.043}$
RRM (con fondos)	$0.90^{+0.034}_{-0.035}$	$0.095^{+0.038}_{-0.039}$
RRM combinado (independiente)	$0.075 \pm 0.037$	
RRM combinado (con fondos)	$0.088 \pm 0.033$	
R+S	$0.090^{+0.032}_{-0.029}$	$0.124^{+0.030}_{-0.039}$

Tabla 7.10: Resultados de  $\sin^2(2\theta_{13})$  obtenidos en Double Chooz utilizando solo datos del FD.

Adicionalmente, para observar el impacto del modelo de fondo en la medida pueden utilizarse los resultados del ajuste RRM. En el canal de gadolinio, el ajuste RRM sin considerar el modelo de fondos muestra un valor de  $\theta_{13}$  considerablemente más pequeño que el resto de medidas, mientras que es totalmente compatible con la medida R+S si se considera dicho modelo. Por otro lado, se observó que la medida proporcionada por el método R+S tiene una dependencia muy débil de la normalización de los fondos.

#### 7.4.2. Distorsión del espectro

Las figuras 7.6 y 7.8 muestran el cociente entre el espectro de los datos y el del MC en caso de no oscilación, junto al cociente entre la predicción para el valor de  $\theta_{13}$  obtenido en el ajuste y para el caso de no oscilación. Para energías menores de 3.5 MeV (región donde la probabilidad de oscilación es mayor) los datos y la predicción para el valor de  $\theta_{13}$  obtenido del ajuste muestran un buen acuerdo, pero entre 4.25 MeV y 5.75 MeV, aparece en el espectro una distorsión tanto en el canal de gadolinio como en el canal de hidrógeno.

Tras descartarse un problema en la escala de energía alrededor de 5 MeV[45], las únicas explicaciones posibles eran o bien un fondo desconocido, o bien una desviación de la predicción para los antineutrinos producidos en los reactores. Si el exceso fuera debido a un fondo inesperado, el número de sucesos seleccionados en ese intervalo de energía sería independiente de la potencia de los reactores. Para probar estas hipótesis se lleva a cabo un análisis a partir del ajuste RRM para cinco conjuntos de datos correspondientes a diferentes intervalos de energía. El ajuste RRM utiliza la correlación entre el número de sucesos observados y la potencia de los reactores y, por tanto, es capaz de distinguir entre las hipótesis de fondo y flujo del reactor para el exceso. Los resultados muestran que, mientras que el fondo es consistente con la estimación y con la medida directa cuando los reactores están apagados, la normalización del flujo del reactor es mayor que la predicción entre 4.25 MeV y 6 MeV en más de  $2\sigma$ [45]. Esto implica que la distorsión del espectro es originada por los neutrinos procedentes del reactor, la opción del fondo desconocido no aparece favorecida en estos resultados. Dicha distorsión ha sido observada también por RENO y Daya Bay, tanto en sus detectores cercanos como en los lejanos.

A pesar de no encontrarse en la región crítica para observar la oscilación, esta distorsión podía influir en el valor de  $\theta_{13}$ , por lo que se realizaron diversos tests para

comprobar su impacto en la medida. En estos tests no se observó que la distorsión introdujese ningún efecto en el resultado (más allá de incrementar ligeramente la incertidumbre). Por ejemplo, uno de los test consistió en realizar el ajuste en la región de energía entre 0.5 MeV y 4 MeV, consiguiendo un resultado de  $\sin^2(2\theta_{13})$  de  $0.087^{+0.031}_{-0.032}$  en el canal de gadolinio[121]. Otro ejemplo es el mencionado en la publicación [45] en el que se introducen en el ajuste un exceso artificial en forma de pico alrededor de 5 MeV, permitiendo variar ligeramente la energía y la anchura del pico. Los resultados introduciendo el exceso artificial no difieren en más de un 30 % de la incertidumbre ni para  $\theta_{13}$  ni para los fondos. Los resultados de estos tests, unidos al buen acuerdo entre los resultados de los métodos R+S y RRM (que no utiliza la forma del espectro), permiten confiar en la validez de los resultados.

### 7.4.3. Influencia del fondo en la medida de $\theta_{13}$

Los ajustes, además de proporcionar el valor de  $\theta_{13}$ , también han proporcionado nuevas medidas del fondo, las cuales se pueden comparar con las estimaciones previas. Un resumen de estos resultados se muestran en la [tabla 7.8](#). En ella se observa que los resultados de los ajustes y la medida directa sugieren que la estimación de los fondos sobrestima su número en el canal de gadolinio y lo subestima en el canal de hidrógeno.

	Fondos totales	
	n-Gd	n-H
Periodo de datos con reactor		
Estimación ( $\text{día}^{-1}$ )	$1.64^{+0.46}_{-0.21}$	$6.83^{+0.59}_{-0.36}$
R+S ( $\text{día}^{-1}$ )	$1.38^{+0.14}_{-0.14}$	$7.55^{+0.23}_{-0.26}$
RRM ( $\text{día}^{-1}$ )	$0.93^{+0.43}_{-0.36}$	$8.23^{+0.88}_{-0.87}$
RRM (Gd + H) ( $\text{día}^{-1}$ )	$1.21^{+0.41}_{-0.38}$	$7.44^{+0.69}_{-0.68}$
Periodo de datos con los reactores apagados		
Estimación ( $\text{día}^{-1}$ )	$1.56 \pm 0.47$	$6.72 \pm 0.61$
Medida directa ( $\text{día}^{-1}$ )	$0.97 \pm 0.37$	$8.8 \pm 1.1$

**Tabla 7.11:** Resultados de medidas del fondo en Double Chooz. En el caso del ajuste RRM, se utiliza la estimación independiente del modelo de fondos.

El método RRM depende más de la frecuencia de sucesos de fondo que el R+S, ya que solo incluye la información del número de sucesos seleccionados. El número de sucesos de fondo medido por el método RRM depende en gran medida de la medida directa de los fondos, de ahí que su valor se desvíe de la estimación de la misma forma que esta. Este efecto se puede comprobar eliminando el periodo con los 2 reactores apagados, observándose que en este caso los resultados son compatibles con las estimaciones a menos de  $0.5\sigma$ [118]. Por otro lado, el valor de  $\theta_{13}$  determinado con este método varía en función de las ligaduras a las que se someta el fondo: medida directa o estimación. Sin embargo, el valor de  $\theta_{13}$  medido con el método R+S depende mucho menos de la frecuencia de los fondos, ya que las variaciones del

número de sucesos de fondo solo afectan a intervalos de energía discretos del espectro de la señal rápida. Además, al aumentar el rango del espectro más allá de la energía esperada para los antineutrinos, se constriñe los fondos sin afectar directamente al número de sucesos IBD y, por tanto, al valor de  $\theta_{13}$ . Esto quiere decir que la forma de los espectros es la principal causa del déficit del canal de gadolinio y el exceso del canal de hidrógeno, si bien es cierto que la magnitud de estos en el R+S es menor ( $\sim 1.1\sigma$ ) que en el caso RRM ( $\sim 1.5\sigma$ ).

La frecuencia de los diferentes tipos de fondos proporcionadas por el ajuste se muestran en las [tablas 7.12 y 7.13](#), que corresponden al canal de gadolinio y al canal de hidrógeno respectivamente. Se observa que los isótopos  $\beta$ -n, el fondo con mayor error, es el principal responsable de la disminución de la cantidad de fondo respecto a la estimación en el canal de gadolinio y del exceso en el canal de hidrógeno. Hay que señalar que la inclusión de la medida directa de los fondos en el ajuste R+S apenas influye en el valor obtenido para la frecuencia del fondo  $\beta$ -n, de  $0.74 \text{ día}^{-1}$  a  $0.79 \text{ día}^{-1}$  sin medida directa[122], y que esta variación se observa también cuando no se constriñe la frecuencia y solo se usa la información del espectro. Es decir, existe un acuerdo entre los resultados de la medida directa de los fondos y los resultados proporcionados por el ajuste del espectro del positrón. Teniendo esto en cuenta se ha decidido que únicamente se incluirá la forma del espectro para el fondo  $\beta$ -n en el ajuste y no su normalización en los análisis posteriores.

Método	Accidentales	$\beta$ -n	FN-SM
Estimación ( $\text{día}^{-1}$ )	$0.0701 \pm 0.0026$	$0.97^{+0.41}_{-0.16}$	$0.604 \pm 0.051$
R+S ( $\text{día}^{-1}$ )	$0.0703 \pm 0.0026$	$0.74 \pm 0.13$	$0.568^{+0.038}_{-0.037}$

Tabla 7.12: Resultados de medidas de los componentes del fondo en el canal de gadolinio.

Método	Accidentales	$\beta$ -n	FN-SM
Estimación ( $\text{día}^{-1}$ )	$4.334 \pm 0.011$	$0.95^{+0.57}_{-0.33}$	$1.55 \pm 0.15$
R+S ( $\text{día}^{-1}$ )	$4.334 \pm 0.011$	$1.60^{+0.21}_{-0.24}$	$1.62 \pm 0.10$

Tabla 7.13: Resultados de medidas de los componentes del fondo en el canal de hidrógeno.

# Capítulo 8

## DOS DETECTORES

*“Procura que tus sueños se vuelvan metas  
y no se queden solo en sueños.”*

*Diego Velazquez*

El análisis de los datos del detector lejano (FD) ha producido un resultado mejor de lo esperado, en concreto, una sensibilidad en el parámetro  $\sin^2(2\theta_{13})$  del 0.03 que da lugar a un valor de  $\theta_{13}$  distinto de 0 en más de  $3\sigma$ . La introducción del detector cercano (ND) reducirá la incertidumbre en el flujo de antineutrinos de manera drástica, pasando a ser el error estadístico el error dominante. La sensibilidad esperada para 3 años de toma de datos con los dos detectores es un factor 3 mejor que la alcanzada con solo el FD. En este capítulo se describe el primer análisis realizado por Double Chooz con datos de los dos detectores, cuyos resultados muestran que el error de la medida pasa del 32 % al 16 % con una estadística limitada e hipótesis conservadoras. En la [sección 8.1](#) se muestra la sensibilidad esperada en el análisis con dos detectores. La [sección 8.2](#) explica las diferencias existentes en la selección respecto a la realizada con los datos de un solo detector. También se muestran en dicha sección los resultados de la selección, la eficiencia y el fondo remanente. La medida de  $\theta_{13}$  se muestra en la [sección 8.3](#).

### 8.1. Análisis con dos detectores

La [figura 8.1](#) muestra las curvas de sensibilidad en la medida de  $\sin^2(2\theta_{13})$  del experimento Double Chooz si solo se utilizan los datos de un detector y utilizando, además, los datos del ND. Se observa que mientras la curva de un solo detector casi ha alcanzado su asíntota ya que el error dominante no es el estadístico, la introducción del ND reduce considerablemente el error de la medida. En dicha figura se observa que para un periodo de 3 años de toma de datos con el FD mas 3 años de toma de datos con ambos detectores operativos, se espera alcanzar una precision cercana al 0.01.

El análisis que se va a mostrar a continuación utiliza los 9 primeros meses de toma de datos con dos detectores (diciembre 2015-septiembre 2015). También se

utilizan los datos con los que se ha realizado el análisis con un solo detector. De esta forma, se utilizan tres muestras de datos en este análisis:

- Los datos tomados con el FD antes de que el ND entrase en funcionamiento (sin contar los datos de los dos reactores apagados), que se llamará simplemente FD-I.
- Los datos tomados con el FD después de que el ND entrase en funcionamiento, cuya abreviatura es FD-II
- Los datos del ND, que se llamará muestra ND.

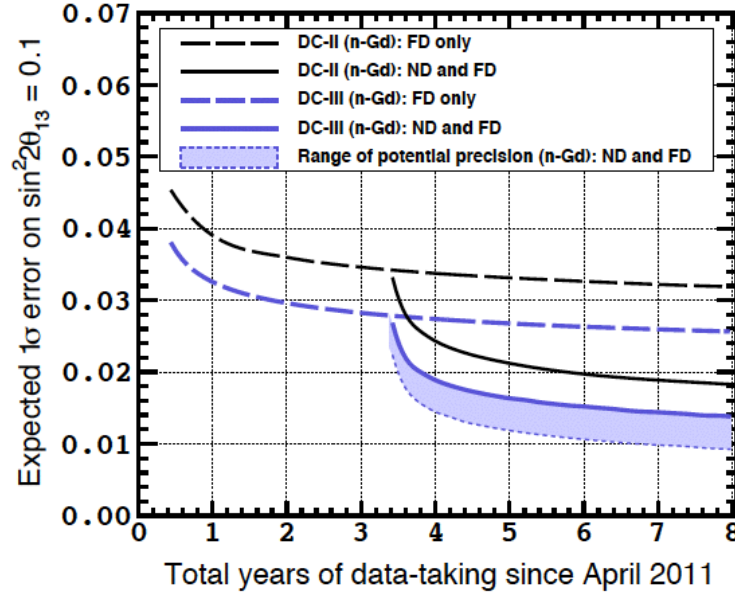
Cada uno de estos conjuntos de datos tiene un tiempo útil diferente después de la selección. Estos tiempos útiles se muestran en la [tabla 8.1](#), donde puede observarse que la cantidad de datos tomados con un solo detector es más del doble que la de cualquiera de las muestras que se tomaron en el periodo de datos con dos detectores. Además, se observa que el FD-II tiene un mayor tiempo de vida que el ND debido a que el tiempo muerto que introduce el veto del muón es mayor en este último caso al tener una mayor frecuencia de muones.

	FD-I	FD-II	ND
Tiempo útil (días)	460.9	212.2	150.8

*Tabla 8.1:* Tiempo útil del FD-I, FD-II y ND.

**Reducción del error del flujo** La incertidumbre sistemática debida a la normalización del flujo esperado de antineutrinos en el detector de cada conjunto de datos se encuentra alrededor del 1.7 %, siendo las principales componentes el 1.4 % de la medida de la sección eficaz media por fusión de BUGEY4, el  $\sim 0.8$  % con el que contribuyen las fracciones isotópicas (el valor exacto depende del conjunto de datos, pudiendo variar de uno a otro) y el 0.44 % de la incertidumbre de la potencia térmica del reactor ([sección 2.3.2](#)). Sin embargo, las contribuciones correlacionadas no contribuyen a la incertidumbre de la normalización relativa entre las muestras. De esta forma, la incertidumbre en la medida de la sección eficaz de BUGEY4 se cancela porque obviamente se trata de la misma fuente de error para los tres conjuntos de datos.

En cuanto a las fracciones isotópicas y la potencia de los reactores hay que tener en cuenta que son diferentes en cada reactor pero son las mismas para los conjuntos de datos ND y FD-II. El detector cercano y el lejano están cerca de la condición de “isoflujo”, es decir, que la proporción del flujo de antineutrinos que llega de cada reactor es casi la misma. Esto hace que la incertidumbre que introduce la normalización relativa del flujo entre los datos ND y FD-II se reduce hasta un valor



*Figura 8.1:* Evolución temporal de la sensibilidad debida al aumento de la estadística disponible para el canal de gadolinio en Double Chooz para el análisis con solo el FD mostrado en esta tesis (capítulo 7) y correspondiente a la publicación [45] (DC-III) y para un análisis anterior mostrado en la publicación [107] (DC-II). Ambos análisis son mostrados con líneas punteadas. Con líneas continuas se muestra dicha evolución cuando se toman datos también con el ND. Adicionalmente se incluye el potencial margen de mejora de la sensibilidad debido a una reducción de las incertidumbres sistemáticas de las contribuciones que no son reducidas por el segundo detector[103].

$< 0.1\%$ [123]. Por otro lado, las incertidumbre en la normalización relativa entre FD-I y FD-II se encuentra bajo estudio, mientras dichos estudios son finalizados se utiliza una aproximación conservadora en la que tanto los errores debidos a las fracciones isotópicas como a la potencia del reactor están totalmente no correlacionadas entre dichos conjuntos. Bajo esta aproximación, la incertidumbre relativa FD-I/FD-II es el 0.9%. Un resumen de todas las incertidumbres que afectan a la normalización, incluidas las del flujo, aparece en la tabla 8.6, al final del capítulo.

## 8.2. Selección de la muestra de antineutrinos

Este primer análisis se ha realizado utilizando únicamente el canal de gadolinio. Los cortes de selección utilizados para obtener las muestras son similares a los utilizados con un único detector, pero han de tenerse en cuenta las peculiaridades del ND. A pesar de que los detectores de Double Chooz se diseñaron como detectores idénticos, la localización en la que se encuentran y la información disponible en el momento de su construcción provocó que se introdujeran algunas diferencias entre los mismos.

Por un lado, el detector cercano dispone de más espacio, permitiendo un blindaje mayor. Por otro lado, al ser más superficial, la cantidad de muones que llegan es mayor (en el ND la frecuencia de muones detectados se encuentra alrededor de los 240 Hz por los 45 del FD), por lo que la cantidad de fondo correlacionado del

ND será considerablemente más grande, especialmente los *stopping muons*. Adicionalmente, durante la construcción del detector cercano, el fenómeno del LN ya era conocido. Para eliminar estas señales, las bases de los PMTs del ND se ha cubierto por láminas opacas que suprime la emisión de luz de los mismos.

Por último, durante el *commisioning* del ND se observó una fuga que causa la presencia de líquido centellador en el aceite mineral del *buffer*. La consecuencia de esta fuga es la detección de *stopping muons* en el *buffer*, por lo que es necesario introducir nuevos cortes para eliminarlos.

### 8.2.1. Cortes de selección

Los cortes de selección aplicados a las tres muestras de datos (FD-I, FD-II y ND) se muestran en la [tabla 8.2](#). Puede observarse que la mayor parte de los cortes son iguales a los aplicados en el análisis con solo el FD (capítulo 3). Hay que señalar que la cadena electrónica del FD fue modificada antes de la toma de datos con dos detectores y que los cortes que se aplican a variables medidas en unidades digitales de carga (DUQ) pueden variar entre los conjuntos de datos FD-I y FD-II (manteniendo el valor de la energía del corte). Por otro lado, el corte en la energía del detector interno (ID) para la identificación de muones se ha desplazado a una energía mayor para mejorar la determinación de la forma del espectro de neutrones rápidos y *stopping muons*. La nueva definición de muón se muestra en la [tabla 8.3](#).

Para rechazar los *stopping muons* del ND se introducen dos nuevos cortes: el corte CPS y el corte de QMQT, que se explican a continuación. Estos cortes se aplican tanto en la muestra de datos del ND como en la FD-II para mantener una eficiencia equivalente en el análisis multidetector.

**Corte CPS (del ingles “Chimney Pulse Shape”):** Este corte se basa en el likelihood de la reconstrucción de la forma del pulso, en concreto, en el cociente del valor del likelihood cuando se toma el vértice reconstruido,  $\mathcal{L}_{sp}$ , sobre el valor cuando el vértice se sitúa arbitrariamente en la chimenea del detector,  $\mathcal{L}_{ch}$ . Se considera tanto la señal rápida como la retardada como se muestra en la [ecuación 8.1](#). Si es más probable que las señales del suceso se hayan producido en la chimenea en lugar de en el vértice asignado, el suceso es rechazado, en concreto se pide que  $CPS < 2$ .

$$(8.1) \quad CPS = \frac{\mathcal{L}_{ch}}{\mathcal{L}_{sp}}_{prompt} + \frac{\mathcal{L}_{ch}}{\mathcal{L}_{sp}}_{delay}$$

Cortes	FD-I	FD-II y ND
PRESELECCIÓN		
Veto del muón	No identificado como muón $\Delta T_{\mu-s} > 1 \text{ ms}$	
Energía (MeV)	$> 0.3$ $< 100$	
LN	QMQT $< 0.12$	QMQT $< 0.2$
	$Q_{diff} < 30000 \text{ DUQ}$	$Q_{diff} < 100000 \text{ DUQ}$
	$\text{RMS}(t_{start}) > 36 \text{ ns } \acute{o}$ $\text{RMS}(Q) < 464-8\text{RMS}(t_{start}) \mid \text{RMS}(Q) < 1680-28\text{RMS}(t_{start})$	
SELECCIÓN		
Señal ráp.: E (MeV)	$0.5 < E < 20$	
Señal ret.: E (MeV)	$4 < E < 10$	
$\Delta T \text{ } (\mu s)$	$0.5 < \Delta T < 150$	
$\Delta R \text{ (m)}$	$< 1$	
Multiplicidad ( $\mu s$ )	$[-200, 600]$	
VETOS		
Señal ráp.: IV	Multiplicidad de PMTs $\geq 2$ $Q_{IV} > 400 \text{ DUQ} \mid Q_{IV} > 300 \text{ DUQ}$ $\Delta R_{IV-ID} < 3.7 \text{ m}$ $-110 \text{ ns} < \Delta T_{ID-IV} < -10 \text{ ns} \mid -10 \text{ ns} < \Delta T_{ID-IV} < 60 \text{ ns}$	
Señal ráp.: OV	$\Delta T_{ID-OV} > 224 \text{ ns}$	
Señal ret.: FV	$E > 0.068e^{\frac{FV}{1.23}}$	$E > 0.12e^{\frac{FV}{1.60}}$
Señal ráp.: $\mathcal{L}_{\beta-n}$	$< 0.4$	
Señal ráp.: QMQT	-	$\text{QMQT} < 0.106E^{-0.42}$
Señal ráp.: CPS	-	$\text{CPS} < 2$

Tabla 8.2: Cortes de selección en el análisis con dos detectores.

Cortes	FD-I	FD-II	ND
Energía en el ID (MeV)	$> 100$		
Carga en el IV (DUQ)	$> 30000$	$> 50000$	$> 30000$

Tabla 8.3: Definición de muón en el análisis con dos detectores.

**Corte QMQT:** Para eliminar los *stopping muons* del *buffer* del ND, se aplica un corte dependiente de la energía de la señal rápida en la variable QMQT (ecuación 8.2), utilizada anteriormente para rechazar *light-noise*. QMQT es el cociente entre la carga máxima recogida por un PMT y la carga total recogida por todos ellos. Este corte elimina los *stopping muons* detectados cerca de los PMTs.

$$(8.2) \quad \text{QMQT} < 0.106 \cdot E^{-0.42}$$



### 8.2.2. Resultados de la selección

Los resultados obtenidos aparecen en la [tabla 8.4](#), en ella se muestra el número de sucesos seleccionados y su frecuencia para cada conjunto de datos junto con la predicción y la estimación de los distintos fondos residuales. Se puede ver cómo el número de antineutrinos esperados es 7 veces mayor en el ND que en el FD. En el FD se observa un pequeño déficit de sucesos seleccionados con respecto a la predicción, mientras que el resultado para el ND es compatible con la no desaparición de antineutrino.

Muestras de datos	FD-I	FD-II	ND
Predicción de MC (días <sup>-1</sup> )	38.0 ± 0.7	40.4 ± 0.7	281 ± 5
Accidentales (días <sup>-1</sup> )	0.070 ± 0.003	0.106 ± 0.002	0.344 ± 0.002
Isótopos β-n (días <sup>-1</sup> )	0.97 <sup>+0.41</sup> <sub>-0.16</sub>		5.01 ± 1.43
FN-SM (días <sup>-1</sup> )	0.586 ± 0.061		3.42 ± 0.23
Fondo total (días <sup>-1</sup> )	1.63 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.17</sub>	1.66 <sup>+0.41</sup> <sub>-0.17</sub>	8.77 ± 1.45
Predicción (días <sup>-1</sup> )	39.6 <sup>+0.67</sup> <sub>-0.52</sub>	42.1 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.52</sub>	289.8 ± 5.2
Antineutrinos seleccionados en datos	17351	8551	44233
Frecuencia (días <sup>-1</sup> )	37.6 ± 0.3	40.3 ± 0.4	293.4 ± 1.4

**Tabla 8.4:** Predicción de MC, fondos, predicción total, número de antineutrinos seleccionados en los datos y frecuencia de la muestra de antineutrinos para cada conjunto de datos del primer análisis con dos detectores.

Los errores sistemáticos asociados a la selección de antineutrinos se resumen en la [tabla 8.6](#), incluyendo las correlaciones entre los conjuntos de datos. Las incertidumbres en la eficiencia de los cortes de selección para el rechazo de fondo y aquellos que sirven para identificar señales de la reacción IBD se calculan a partir de los datos y se consideran no correlacionadas entre las muestras de datos. Las incertidumbres en los efectos de migración se evalúan comparando dos modelos de termalización de los neutrones y, por tanto, se consideran correlacionadas. Como se usa el mismo líquido centellador en el FD y el ND, el error sistemático asociado al número de protones debe ser el mismo.

Los fondos residuales de las muestras se determinan con los métodos desarrollados para el análisis con un único detector ([capítulos 4 y 6](#)). El fondo accidental es determinado con gran precisión mediante el método del tiempo desplazado en los tres conjuntos de datos. En los fondos correlacionados, tanto en los isótopos β-n como en los neutrones rápidos y *stopping muons*, la estimación del fondo residual en el FD-I y FD-II se realiza de forma conjunta, de manera que se realiza una única estimación para los dos periodos.

En la [tabla 8.4](#) se observa cómo, en el ND, los isótopos β-n y los *stopping muons* y neutrones rápidos aumentan entre cinco y seis veces respecto al FD. Esto es debido a que dichos fondos son consecuencia directa del flujo de muones cósmogénicos, los cuales son considerablemente más abundantes en un detector más superficial

(120 mwe en el ND frente a los 300 mwe en el FD). El fondo accidental no es consecuencia directa de los muones en su totalidad, pero sabemos que la señal retardada está compuesta mayoritariamente por  $^{12}\text{B}$ , cuya presencia es mucho mayor en el ND.

### 8.3. Medida de $\theta_{13}$

Para medir  $\theta_{13}$  cada conjunto de datos se compara con la predicción correspondiente para la señal de antineutrinos, que se obtiene a partir de la simulación MC y la estimación del fondo, de manera similar a como se hizo en el caso de un solo detector. La mejor medida de  $\theta_{13}$  se obtiene cuando se usa el espectro de energía de la señal rápida en el ajuste. Las predicciones se ajustan a cada uno de los conjuntos de datos simultáneamente teniendo en cuenta la oscilación de los antineutrinos y las incertidumbres sistemáticas, incluidas las correlaciones entre los conjuntos de datos.

Las diferentes incertidumbres sistemáticas que afectan a la normalización de la predicción ya se han tratado en este capítulo y se muestran en la [tabla 8.6](#), pero también se han considerado aquellos sistemáticos que afectan a la forma del espectro a través de la matriz de covarianza (ver [sección 7.3](#)). Además, en este ajuste, a diferencia del análisis con un solo detector, el número de sucesos estimados para los fondos cosmogénicos no se introduce en el ajuste sino que queda como un parámetro libre, de forma que estos fondos solo son constreñidos por la forma de su espectro.

El mejor ajuste se encuentra para el valor de  $\sin^2(2\theta_{13})$  mostrado en la [ecuación 8.3](#), donde el error incluye las incertidumbres estadística y sistemática, con  $\chi^2/\text{ndf} = 128.8/120$ . Los valores para la frecuencia de los fondos cosmogénicos se muestran en la [tabla 8.5](#), donde se observa que la predicción es compatible a menos de  $0.1\sigma$  con los resultados del ajuste para el ND. Los datos del FD tienen una discrepancia algo mayor, pero siguen siendo compatibles a  $1.1\sigma$  (ligeramente mejores que en el análisis con un solo detector). La [figura 8.2](#) muestra los espectros de datos y la predicción en caso de no oscilación para los datos FD-I, los datos FD-II y los datos ND. Hay que destacar que con solo nueve meses de datos con dos detectores, unidos a los datos con un solo detector, el error en la medida de  $\sin^2(2\theta_{13})$  disminuye en casi un factor 2.

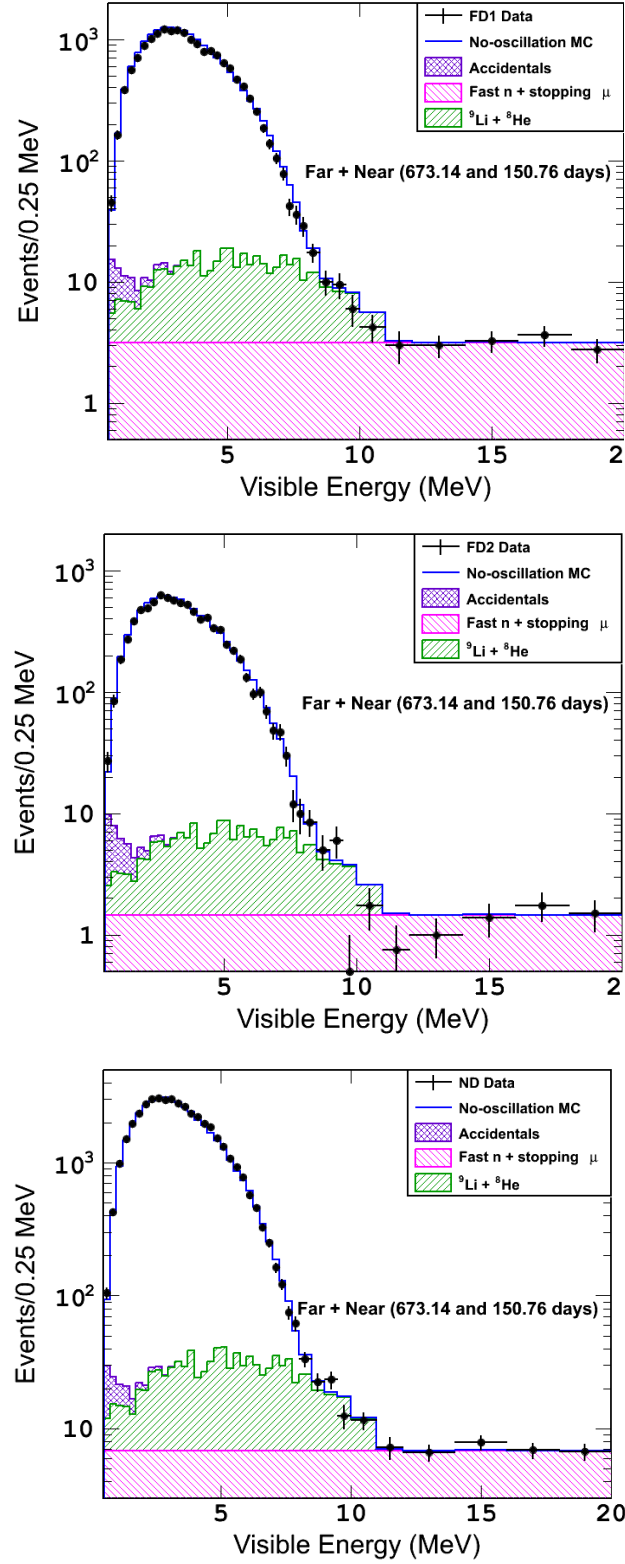
$$(8.3) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.111 \pm 0.018$$

Muestras de datos	FD-I y FD-II	ND
Predicción de isótopos $\beta$ -n ( $\text{días}^{-1}$ )	$0.97^{+0.41}_{-0.16}$	$5.01 \pm 1.43$
Resultado del ajustes de los isótopos $\beta$ -n ( $\text{días}^{-1}$ )	$0.75 \pm 0.14$	$4.89 \pm 0.78$

*Tabla 8.5:* Predicción y resultados del ajuste del fondo de isótopos  $\beta$ -n.

Fuente de error	INCERTIDUMBRE (%)		
	FD-I (%)	FD-II (%)	ND (%)
FLUJO			
BUGEY4	1.4 (0)		
Energía media por fisión	0.2 (0)		
Sección eficaz media	0.2 (0)		
Distancia reactor-detector	<0.1 (<0.1)	<0.1 (<0.1)	<0.1 (<0.1)
Potencia térmica	0.44 (0.44)	0.44 (0.44)	0.44 (0.44)
Fracciones isotópicas	0.82 (0.82)	0.74 (0.74)	0.73 (0.73)
DETECCIÓN			
Eficiencia del sistema de disparo	< 0.1 (< 0.1)		
Eficiencia de los vetos	0.11 (0.11)	0.09 (0.09)	0.02 (0.02)
Fracción de gadolinio	0.25 (0.14)	0.26 (0.15)	0.28 (0.19)
Eficiencia de selección	0.21 (0.21)	0.16 (0.16)	0.07 (0.07)
Migración	0.27 (0)	0.27 (0)	0.27 (0)
Número de protones	0.3 (0)	0.3 (0)	0.3 (0)
FONDOS			
Isótopos $\beta$ -n	0.7 (0.7)		0.5 (0.5)
FN-SM	0.15 (0.15)		0.08 (0.08)
Accidentales	<0.1 (<0.1)	<0.1 (<0.1)	<0.1 (<0.1)
ESTADÍSTICA			
Estadística	0.8 (0.8)	1.1 (1.1)	0.5 (0.5)
TOTAL			
Total	2.1 (1.4)	2.2 (1.6)	1.9 (1.1)

**Tabla 8.6:** Resumen de incertidumbres en el análisis con dos detectores. Entre paréntesis aparece la incertidumbre no correlacionada a través de todos los conjuntos de datos (aunque todavía podría estar correlacionada entre dos de ellos).



*Figura 8.2:* Se muestran los antineutrinos seleccionados (puntos negros), el mejor ajuste (línea azul), y las contribuciones de los fondos al mejor ajuste (rosa para neutrones rápidos y *stopping muons*, morado para accidentales y verde para isótopos  $\beta$ -n). Los datos del FD-I se muestran en la imagen superior, los del FD-II en la imagen central y los del ND en la imagen inferior.



# Capítulo 9

## CONCLUSIONES

*“La verdad es lo que es,  
y sigue siendo la verdad aunque se piense al revés.”  
Antonio Machado*

El flujo de antineutrinos medido por los detectores de Double Chooz ha revelado la desaparición de una parte de los antineutrinos electrónicos producidos en la central nuclear. Esta desaparición se interpreta como el efecto de la oscilación 1-3 en el flujo de antineutrinos, siendo la fracción de antineutrinos que han desaparecidos proporcional a  $\sin^2(2\theta_{13})$ . La mejor medida del parámetro  $\theta_{13}$  obtenida con los datos recogidos únicamente por el FD se consigue considerando solo los antineutrinos del canal de gadolinio y se muestra en la [ecuación 9.1\[45\]](#). Si además consideramos los primeros datos tomados en una segunda fase, en la que los dos detectores están en funcionamiento, el error se reduce, obteniéndose el valor mostrado en la [ecuación 9.2\[2\]](#).

$$(9.1) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.090^{+0.032}_{-0.029}$$

$$(9.2) \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.111 \pm 0.018$$

En esta tesis se ha mostrado el análisis realizado con solo el FD en funcionamiento, en el que además del canal de gadolinio se ha considerado el canal de hidrógeno. Se han utilizado dos métodos para la extracción de  $\theta_{13}$ , uno, considerando únicamente el número de antineutrinos detectados (RRM) y un segundo, más preciso, que utiliza la información contenida en la distribución de energía de la señal del positrón. Todos estos resultados se muestran a modo de resumen en la [tabla 9.1](#). El acuerdo entre estas medidas muestra la robustez de los análisis desarrollados por Double Chooz. Además, diversos tests variando las condiciones de los ajustes han generado resultados consistentes, permitiendo comprobar a su vez que la distorsión del espectro respecto a la predicción en torno a los 5 MeV de energía (también observada por RENO y Daya Bay) no tiene efecto sobre la medida de  $\theta_{13}$ .

Método	Canal	$\sin^2(2\theta_{13})$
RRM	Gd	$0.090^{+0.034}_{-0.035}$
RRM	H	$0.098^{+0.038}_{-0.039}$
RRM	Gd+H	$0.090 \pm 0.033$
R+S	Gd	$0.090^{+0.032}_{-0.029}$
R+S	H	$0.124^{+0.030}_{-0.039}$

*Tabla 9.1:* Resultado de la medida de  $\theta_{13}$  de los diferentes análisis con un solo detector y su sensibilidad.

Las medidas de  $\theta_{13}$  realizadas con un detector están dominadas por la incertidumbre sistemática debida al flujo de antineutrinos emitidos por el reactor, mientras que los de la segunda fase pasan a estar dominadas por el error estadístico.

Esta tesis muestra con especial detalle la estimación e impacto de los fondos. Se ha visto que con el método RRM se puede obtener una medida de  $\theta_{13}$  sin un conocimiento previo de la cantidad de fondo presente en la muestra de antineutrinos seleccionada, ajustando la cantidad de antineutrinos observados para diferentes potencias de los reactores. Sin embargo, la precisión de la medida de  $\theta_{13}$  mejora en más de un 10 % cuando la estimación del fondo es incluida para constreñir el número de sucesos predichos. Por otro lado, la medida más precisa de  $\theta_{13}$  se obtiene mediante el método R+S, en el que se ajusta el espectro energético del positrón al predicho, en este caso es necesario conocer el espectro correspondiente a los fondos con la mayor precisión posible. En este método se ha comprobado que el valor obtenido para  $\sin^2(2\theta_{13})$  es poco dependiente del valor de la frecuencia del fondo cuando se utiliza la información de su distribución energética. En esta tesis se ha hecho especial énfasis en la estimación del fondo accidental. Este fondo representa menos del 2 % de la muestra de antineutrinos en el canal de gadolinio, sin embargo es el fondo principal en el canal de hidrógeno. Por otro lado, su energía se concentra en la zona donde la sensibilidad a  $\theta_{13}$  es mayor [0.5,3] MeV. El método desarrollado en el Ciemat ha logrado obtener dicho espectro con una gran resolución, 1 % en el canal de gadolinio y 0.5 % en el canal de hidrógeno, y ha calculado el número de sucesos por unidad de tiempo con un error del 4 % en el canal de gadolinio y menor que 0.3 % en el canal de hidrógeno. La robustez de estos resultados queda de manifiesto en su acuerdo con el valor obtenido en la para dicho fondo en el resultado del fondo en el ajuste R+S.

En la tesis también se han detallado estudios sobre la composición del fondo accidental. La estimación de este fondo no requiere el conocimiento de su naturaleza pero es de gran utilidad en las estrategias para su reducción, sobre todo en el diseño. La contribución principal a este fondo viene de la radiactividad natural de los elementos que conforman el detector, que dejan señales de menos de 4 MeV. En este sentido, el trabajo de diseño realizado en Double Chooz para reducir estas señales debe ser destacado. El efecto del blindaje externo y el buffer, el uso de materiales radiopuros y el desarrollo de la simulación MC permitieron diseñar y construir los detectores con la menor contaminación accidental entre los de su generación. Sin embargo, siempre ha habido una incertidumbre en la componente a alta energía que ha conducido a ciertos fallos en el diseño de los detectores (véase el sistema de cali-

bración de Daya Bay[124]). En este caso, los estudios llevados a cabo por el grupo del Ciemat han permitido identificar la señal proveniente de la captura de neutrones en el acero del detector, especialmente peligrosa ya que su energía es similar a la de capturas de neutrones en gadolinio. El análisis ha determinado los procesos presentes en dicho rango de energía y su importancia relativa, siendo la desintegración  $\beta$  del  $^{12}\text{B}$  la principal fuente de contaminación de alta energía.

La información que se ha obtenido del experimento Double Chooz (y de los experimentos RENO y Daya Bay) tendrá un impacto importante en futuros experimentos. Por un lado, los resultados obtenidos en Double Chooz van a permitir mejorar el diseño de futuros experimentos de reactores. Por otro lado, y aún más importante, los experimento de reactores han conseguido una medida de  $\theta_{13}$  con una precisión que no será superada en un futuro cercano. Una eventual combinación de las medidas de Double Chooz, RENO y Daya Bay proporcionará una medida con una precisión incluso mayor que será clave en las medidas de los futuros experimentos de oscilaciones de neutrinos. Actualmente, los mejores resultados de los tres experimentos se muestran en la [tabla 9.2](#), donde se observa la compatibilidad de los mismos a  $1.5\sigma$ . Adicionalmente, se observa el impacto en la medida de tener un segundo detector, ya que Double Chooz es el experimento que menos tiempo de datos con dos detectores ha recogido y el que presenta una mayor incertidumbre, incertidumbre que se irá reduciendo al aumentar la estadística de datos recogidos con dos detectores. Además, como Daya Bay se diseñó para realizar la medida si Double Chooz no era capaz, su volumen y sus incertidumbres sistemáticas le permiten alcanzar sensibilidades mayores que el resto de experimentos, característica que también se observa.

Experimento	$\sin^2(2\theta_{13})$
Double Chooz	$0.111 \pm 0.018$
Daya Bay	$0.084 \pm 0.003$
RENO	$0.082 \pm 0.011$

*Tabla 9.2:* Mejores resultados de  $\theta_{13}$  de Double Chooz[2], Daya Bay[125] y RENO[126].





# Bibliografía

- [1] Y. Abe and others (Double Chooz). Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 108:131801, 2012.
- [2] M. Ishitsuka on behalf of the Double Chooz collaboration. New results of Double Chooz. *51st Rencontres de Moriond EW session*, 2016.
- [3] S. L. Glashow. Partial symmetries of weak interactions. *Nucl.Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [4] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [5] A. Salam. Weak and electromagnetic interactions. In *Conf.Proc.*, volume C680519, pages 367–377, 1968.
- [6] B. Adeva and others (L3). A determination of the properties of neutral intermediate vector boson  $Z_0$ . *Phys.Lett.*, B231:509, 1989.
- [7] D. Decamp and others (ALEPH). Determination of the number of light neutrino species. *Phys.Lett.*, B231:519, 1989.
- [8] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Krues, and A. D. McGuire. Detection of free antineutrino. *Science*, 124, 1956.
- [9] G. Danby et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys.Rev.Lett.*, 9:36–44, 1962.
- [10] K. Kodama and others (DONUT). Observation of tau neutrino interactions. *Phys.Lett.*, B504:218–224, 2001.
- [11] B. Pontecorvo. Mesonium and antimesonium. *Sov. Phys. JETP*, 6:429, 1957.
- [12] M. Nakagawa Z. Maki and S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog.Theor.Phys.*, 29:870–880, 1962.
- [13] L. Wolfenstein. Neutrino oscillation in matter. *Phys.Rev.D*, 17:2369–2374, 1978.
- [14] J. N. Bahcall et al. Solar neutrino flux. *Astrophys. J.*, 137:344–346, 1963.

- [15] J. N. Bahcall et al. Solar models: Current epoch and time dependences, neutrinos and helioseismological properties. *Astrophys. J.*, 555:990–1012, 2001.
- [16] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu. New solar opacities, abundancies, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys. J.*, 621:L85–L88, 2005.
- [17] R. Davis and others (Homestake). Search for neutrinos from the sun. *Phys.Rev.Lett.*, 20:1205–1209, 1968.
- [18] J. N. Bahcall and N. A. Bahcall. Present status of the theoretical predictions for the  $^{36}\text{Cl}$  solar-neutrino experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 20:1209, 1968.
- [19] M. Altmann and others (GNO). Complete results for five years of GNO solar neutrino observations. *Phys.Lett.*, B616:174, 2005.
- [20] J. N. Abdurashitov and others (SAGE). Measurement of solar neutrino capture rate by SAGE and implications for the neutrino oscillation in vacuum. *Phys.Rev.Lett.*, 83:4686–4689, 1999.
- [21] K. S. Hirata and others (Kamiokande). Constraints on neutrino oscillation parameters from the Kamiokande-II solar neutrino data. *Phys.Rev.Lett.*, 65:1297–1300, 1990.
- [22] K. S. Hirata and others (Kamiokande). Real time, directional measurement of  $^8\text{B}$  solar neutrinos in Kamiokande-II detector. *Phys.Rev.*, D44:2241–2260, 1991.
- [23] K. Abe and others (Super Kamiokande). Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III. *Phys.Rev.*, D83:052010, 2011.
- [24] Q. R. Ahmad and others (SNO). Direct evidence for neutrino transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.Lett.*, 89:011301, 2002.
- [25] S. Fukuda et al. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data. *Phys.Lett.B*, 539:179–187, 2002.
- [26] S. Abe and others (KamLAND). Precision measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND. *Phys.Rev.Lett.*, 100:221803, 2008.
- [27] A. Gando and others (KamLAND). Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND. *Phys.Rev.*, D88:033001, 2013.
- [28] K. S. Hirata and others (Kamiokande). Experimental study of the atmospheric neutrino flux. *Phys.Lett.*, 205:416, 1988.
- [29] R. M. Bionta and others (IMB). Contained neutrino interactions in an underground water detector. *Phys.Rev.*, D38:768–775, 1988.

- [30] T. Kajita. Atmospheric neutrinos and discovery of neutrino oscillation. In *Proceedings of the Japan academy B*, volume 86, pages 303–321, 2010.
- [31] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa. New calculation of the atmospheric neutrino flux in a three-dimensional scheme. *Phys.Rev.*, D70:043008, 2004.
- [32] G. D. Barr, T. K. Gaisser, P. Lipari, S. Robbins, and T. Stanev. Three-dimensional calculation of atmospheric neutrinos. *Phys.Rev.*, D70:023006, 2004.
- [33] G. Battistoni, A. Ferrari, T. Montarulli, and P. R. Sala. The FLUKA atmospheric neutrino flux calculation. *Astropart. Phys.*, 19:269–290, 2003.
- [34] K.S.Hirata et al. (Kamiokande). Observation of a small atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$  ratio in Kamiokande. *Phys.Lett.B*, 280:146–152, 1992.
- [35] Y.Fukuda et al. (Kamiokande). Atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$  ratio in multiGeV energy range. *Phys.Lett.B*, 335:237–245, 1994.
- [36] R.Clark et al. (IMB). Atmospheric  $\nu_\mu$  fraction above 1-GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 79:345–348, 1997.
- [37] K.Abe et al. (Super-Kamiokande). Search for differences in oscillation parameters for atmospheric neutrinos and antineutrinos at Super-Kamiokande. *Phys. Rev. Lett.*, 107:241801, 2011.
- [38] P.Adamson et al. The NuMI neutrino beam. *arXiv*:, 1507.06690, 2015.
- [39] Y. Furuta and others (Super-Kamiokande). Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys.Rev.Lett.*, 81:1562–1567, 1998.
- [40] Y. Furuta and others (Super-Kamiokande). Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation. *Phys.Rev.Lett.*, 93:1001801, 2004.
- [41] K. Abe and others (T2K). Measurement of neutrino oscillation parameters from muon neutrino disappearance with an off-axis beam. *Phys.Rev.Lett.*, 111:211802, 2013.
- [42] P.Adamson et al. (MINOS). Combined analysis of  $\nu_\mu$  disappearance and  $\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  appearance in minos using accelerator and atmospheric neutrinos. *Phys.Rev.Lett.*, 112:191801, 2014.
- [43] K.Abe et al. (T2K). Precise measurement of the neutrino mixing parameter  $\theta_{23}$  from muon neutrino disappearance in an off.axis beam. *Phys. Rev. Lett.*, 112:181801, 2014.
- [44] M. Apollonio and others (Chooz). Search for neutrino oscillations on a long base-line at the Chooz nuclear power station. *Eur.Phys.J.*, C27:331–374, 2003.

- [45] Y.Abe and others (Double Chooz). Improved measurements of the neutrino mixing angle. *JHEP*, 1410:86, 2014.
- [46] F. Ardellier and others (Double Chooz). *Double Chooz: A search for the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$* , 2006.
- [47] F. P. An et al (Daya Bay collaboration). A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors. *Nucl.Inst.Meth.Phys.Res.*, 685:78–97, 2012.
- [48] F. An et al. (Daya Bay collaboration). New measurement of antineutrino oscillation with the full detector configuration at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 115:111802, 2015.
- [49] J. H. Choi et al. (RENO collaboration). Observation of energy and baseline dependent reactor antineutrino disappearance in the RENO experiment. *arXiv:1511.05849*, 2015.
- [50] K. Abe and others (T2K). Measurement of neutrino oscillation in appearance and disappearance channels by t2k experiment with  $6.6 \cdot 10^{20}$  protons on target. *Phys.Rev.*, D91:072010, 2015.
- [51] K.Abe et al. (T2K). Observation of electron neutrino appearance in a muon neutrino beam. *Phys. Rev. Lett.*, 112:061802, 2014.
- [52] K. Abe et al. Letter of intent: The Hyper-Kamiokande Experiment. Detector design and physics potential. *arXiv:1109.3262*, 2011.
- [53] D. S. Ayres et al. (NOVA collaboration). NO $\nu$ A: Proposal to build a 30 kiloton off-axis detector to study  $\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  oscillations in the NuMI beamline. *hep-ex/0503053*, 2005.
- [54] C. Adams et al. (LBNE collaboration). The long-baseline neutrino experiment: Exploring fundamental symmetries of the universe. *arXiv:1307.7335*, 2013.
- [55] M. G. Aartsen et al. (IceCUube PINGU collaboration). Letter of intent: The Precision IceCube Next Generation Upgrade. *arXiv:1401.2046*, 2014.
- [56] U. F. Katz (KM3NeT collaboration). The ORCA option for km3NeT. *Proceedings of the 15th International Workshop in Neutrino Telescopes*, 2014.
- [57] F. An et al. (JUNO collaboration). Neutrino physics with JUNO. *J.Phys.G*, 43:030401, 2016.
- [58] L. A. Mikaelyan V. I. Kopeikin and V. V. Sinev. Reactor as a source of antineutrinos: Thermal fission energy. *Physics of Atomic Nuclei*, 67:1892–1899, 2004.
- [59] K. Schreckenbach et al. Determination of the antineutrino spectrum from U-235 thermal neutron fission products up to 9.5-MeV. *Phys.Lett.*, B160:325–330, 1985.

- [60] N. Haag et al. Experimental determination of the antineutrino spectrum of the fission products of  $^{238}\text{U}$ . *Phys.Rev.Lett.*, 112:122501, 2014.
- [61] F. Von Feilitzsch et al. Experimental beta spectra from Pu-239 and U-235 thermal neutron fission products. *Phys.Lett.*, B118:162–166, 1982.
- [62] A. A. Hahn et al. Antineutrino spectra from  $^{241}\text{Pu}$  and  $^{239}\text{Pu}$  thermal neutron fission products. *Phys.Lett.*, B218:365–368, 1989.
- [63] O. Meplan et al. Nuclear power for the XXIst century: from basic research to high-tech industry. In *European Nuclear Conference*, 2005.
- [64] C. Jones et al. Reactor simulation for antineutrino experiments using DRAGON and MURE. *Phys.Rev.*, D86:012001, 2012.
- [65] G.Marleau et al. Dragon: A collision probability transpor code for cell and supercell calculations. Technical report, Institut de génie nucléaire, École polytechnique de Montréal, Montréal, Québec, 1994.
- [66] Y.Nakahara et al. Technical development on burn-up credit for spent LWR fuels. Technical report, ORNL/TR-2001/01, 2001.
- [67] M.Fallot. Reactor plots. *Nota Interna de Double Chooz Numéro 3377*, 2011.
- [68] D. Lhuillier. Reactor plots and macros. *Nota Interna de Double Chooz Numéro 3373*, 2011.
- [69] P.Huber. On the determination of antineutrino spectra from nuclear reactors. *Phys.Rev.C*, 84:024617, 2011.
- [70] M. Fallot et al. New antineutrino energy spectra prediction from the summation of beta decay branches of the fission products. *Phys.Rev.Lett.*, 109:202504, 2012.
- [71] Y. Abe and others (Double Chooz). Ortho-positronium observation in the Double Chooz experiment. *JHEP*, 1410:32, 2014.
- [72] IAEA [International Atomic Energy Agency]. Database of prompt gamma rays from slow neutron capture for elemental analysis.
- [73] P. Vogel and J. F. Beacom. The angular distribution of the reaction antineutrino with a proton producing neutron and positron. *Phys.Rev.*, D60:53003, 1999.
- [74] A. Pichlmaier et al. Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II. *Phys. Rev. Lett.*, B693:221, 2010.
- [75] F.Ardellier and others (Double Chooz). Double Chooz: A search for the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$ . *arXiv*, hep-ex/0606025v4, 2006.

- [76] Y. Declais and others (BUGEY4). Study of reactor antineutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant. *Phys.Lett.*, B338:383–389, 1994.
- [77] The lund/LBNL nuclear data search.
- [78] C. Aberle et al. Large scale Gd-beta-diketonate based organic liquid scintillator production for antineutrino detection. *JINST*, 7:P06008, 2012.
- [79] C. Bauer et al. Qualification test of 474 photomultipliers tubes for the inner detector of the Double Chooz experiment. *JINST*, 6:P06008, 2011.
- [80] T. Matsubara et al. Development and evaluation of 10 inch photo-multipliers tubes for the Double Chooz experiment. *Nucl.Instrum.Meth.A*, 2011.
- [81] E. Calvo et al. Characterization of large area photomultipliers under low magnetic fields: design and performance of the magnetic shielding for the Double Chooz neutrino experiment. *Nucl.Instr.Meth.*, A621:222–230, 2010.
- [82] M. A. Hofmann. *Liquid scintillators and liquified rare gases for particle detectors. Background-Determination in Double Chooz and Scintillation properties of liquid argon*. PhD thesis, Technische Universitat Munchen, 2012.
- [83] <http://www.dchooz.org/docdb/0017/001720/001/radiopuritymeasurements.html> (private web).
- [84] J.Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53:270, 2006.
- [85] S. Agostinelli et al. Geant4 - a simulation toolkit. *Nucl.Inst.Meth.Phys.Res.A*, 506:250–303, 2003.
- [86] J. R. Granada. Slow-neutron scattering by molecular gases: A synthetic scattering function. *Phys.Rev.B*, 31:4167, 1985.
- [87] Tarek Akiri. *Test des Flash-ADCs, optimisation de la conception du détecteur et développement d'un nouveau concept de reconstruction spatiale dans l'expérience d'oscillation de neutrino Double Chooz*. PhD thesis, Université Paris Diderot (Paris 7), 2010.
- [88] F. Beissel et al. The trigger and timing system of the Double Chooz. *JINST*, 8:T01003, 2013.
- [89] Bernd Reinhold. *Development of a level-1 trigger and timing system for the Double Chooz neutrino experiment*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule (RWTH) Aachen, 2009.
- [90] D. A. Krynn. Data adquisition of the Double Chooz experiment. In *19th IEEE-NPSS Real Time Conference*, 2014.

- [91] Y.Abe et al. (Double Chooz). Measurement of  $\theta_{13}$  in Double Chooz using neutron captures on hydrogen with novel background rejection techniques. *arXiv:1510.08937*, 2015.
- [92] Y. Abe and others (Double Chooz). First measurement of  $\theta_{13}$  from delayed neutron capture on hydrogen in the Double Chooz experiment. *Phys.Lett.*, B723:66–70, 2013.
- [93] Y.Abe et al. (Double Chooz). Characterization of the spontaneous light emission of the PMTs used in the Double Chooz experiment. *JINST*, 11(08001), 2016.
- [94] A. Stuken. Trigger efficiency estimation for 3rdpub. *Nota Interna de Double Chooz Número 5252*, 2013.
- [95] E. Chauveau. Preliminary single selection and open cut for LT production. *Nota Interna de Double Chooz Número 6362*, 2015.
- [96] Romain Roncin. *From the measurement of the  $\theta_{13}$  mixing angle to the search for geo-neutrinos: studying  $\bar{\nu}_e$  with Double Chooz and Borexino*. PhD thesis, Paris Diderot (Paris 7) Sorbonne Paris Cité, 2014.
- [97] R. Sharankova. H-III: ANN plots to be blessed. *Nota Interna de Double Chooz Número 6106*, 2015.
- [98] Emily Conover. *Muon-induced background in the Double Chooz neutrino oscillation experiment*. PhD thesis, University of Chicago, 2014.
- [99] P. Novella. DCIII nGd Candidates: Blessed plots. *Nota Interna de Double Chooz Número 5608*, 2014.
- [100] P. Novella. H-III Candidates plots for blessing. *Nota Interna de Double Chooz Número 6096*, 2015.
- [101] A. Cabrera. Gd-III IVV definition plots. *Nota Interna de Double Chooz Número 5596*, 2014.
- [102] Julia Anna Hasen. *Neutron detection uncertainties in the  $\theta_{13}$  analysis of the Double Chooz experiment*. PhD thesis, University of Heidelberg, 2015.
- [103] J.I.Crespo-Anadón. *Measurement of the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$  in the Double Chooz experiment*. PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2015.
- [104] NEA-1716/07. *TRIPOLI-4 version 8.1, 3D general purpose continuous energy Monte Carlo transport code*, 2013.
- [105] S. Abe et al. (KamLAND). Study of the production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND. *Phys.Rev.C*, 81:025807, 2010.



- [106] Y. Abe et al. (Double Chooz). Muon capture on light isotopes in Double Chooz. *arXiv:1512.07562*, 2015.
- [107] Y. Abe and others (Double Chooz). Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment. *Phys.Rev.*, D86:052008, 2012.
- [108] R. Vennink and J. Kopecky. Investigation of the  $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$  and  $^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$ . *Nuclear Physics A*, 344:421.445, 1980.
- [109] A. Remoto. *Correlated background and impact on the measurement of  $\theta_{13}$  with the Double Chooz detector*. PhD thesis, Université de Nantes, 2012.
- [110] J. Liu et al. Neutron calibration source in the Daya Bay experimento. *Nucl.Instrum.Meth.A*, 797:260–264, 2015.
- [111] M. Wurm. DC3rdPub Li/He rate from dt-fits. *Nota Interna de Double Chooz Número 5458*, 2014.
- [112] C. Palomares. Correlated Light-Noise. *Nota Interna de Double Chooz Número 4781*, 2013. Double Chooz internal note.
- [113] R. Sharankova. GdIII:  $^{12}\text{B}$  background estimation. *Nota Interna de Double Chooz Número 5619*, 2014.
- [114] M. Ishitsuka E. Chauveau and R. Sharankova. Note on double capture background in H-III. *Nota Interna de Double Chooz Número 6254*, 2015.
- [115] R. A. Forrest. *FISPACT-2007: user manual*. UKAEA-FUS-534, 2007.
- [116] T. A. Mueller et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys.Rev.C*, 83:054615, 2011.
- [117] Y. Abe and others (Double Chooz). Background-independent measurement of  $\theta_{13}$  in Double Chooz. *Phys.Lett.*, B735:51–57, 2014.
- [118] P. Novella. DCIII nGd RRM: blessed plots. *Nota Interna de Double Chooz Número 5622*, 2014.
- [119] P. Novella. RRM H-III blessed plots. *Nota Interna de Double Chooz Número 6103*, 2015.
- [120] M. Shaevitz. Separating components of error matrices. *BooNE Technical Note*, (253), 2008.
- [121] R. Carr and G. Yang. Low energy fit and  $\sin^2(\theta_{13})$  sensitivity. *Nota Interna de Double Chooz Número 5561*, 2014.
- [122] R. Carr et al. Summary of Gd-III Rate+Shape fit checks. *Nota Interna de Double Chooz Número 5615*, 2014.

- [123] A. Cucoanes et al. Reactor neutrino flux uncertainty suppression on multiple detector experiments. *arXiv:1501.00356*, 2015.
- [124] W.Q.Gu et al. Background evaluation for the neutron sources in the Daya Bay experiment. *Nucl.Instrum.Meth.A*, 833:27–32, 2016.
- [125] F.P.An et al. (Daya Bay collaboration). Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment. *arXiv:1610.04802*, 2016.
- [126] S. H. Seo et al. (RENO collaboration). Spectral measurement of the electron antineutrino oscillation amplitude and frequency using 500 live days of RENO data. *arXiv:1610.04326*, 2016.